DER AUFSPRECHVORGANG AUF TONBÄNDER ALS FERROMAGNETISCHES PROBLEM

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Josef Gusenbauer
aus Hainburg bei Wien

~~1959~~ 1960.

6820

DER AUFSPRECHVORGANG AUF TONBÄNDER ALS FERROMAGNETISCHES PROBLEM

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der
Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Josef Gusenbauer
aus Hainburg bei Wien

1959

RIJKS UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Dezember 1960

Dekan:	Professor Dr. phil. Freiherr von Engelhardt
1. Berichterstatter:	Professor Dr.-Ing. Horst Tischner
2. Berichterstatter:	Professor Dr.-Ing. Gottfried Möllenstedt

Gliederung.

I.		**Einleitung**	S. 5
	§ 1	**Geschichtliches**	S. 5
	§ 2	**Problemstellung**	S. 6
II.		**Das Magnetophonverfahren**	S. 7
	§ 1	**Das Gleichstromverfahren**	S. 7
	§ 2	**Das Hochfrequenzverfahren**	S. 9
III.		**Die Deutung der Aufzeichnung als ferromagnetischer Vorgang**	S. 13
	§ 1	Die Aufsprache bei Stäbchenmagnetit	S. 13
	§ 2	Die Aufsprache bei kubischer Kristallform des Magnetits	S. 15
	§ 3	Aufzeichnung bei Partikelchen mit einem WEISSschen Bezirk	S. 18
	§ 4	Aufzeichnung bei verschiedener Tiefenlage der Partikelchen im Band	S. 20
	§ 5	Der Feldverlauf vor dem Sprechkopf und seine Wirkung auf die Partikelchen	S. 21
	§ 6	Größe und Richtung des inneren Feldes	S. 26
	§ 7	Die Selbstentmagnetisierung	S. 28
		a) Äußere Selbstentmagnetisierung	S. 28
		b) Innere Selbstentmagnetisierung	S. 33
		c) Entmagnetisierung durch das Hochfrequenz-Vormagnetisierungsfeld	S. 34
	§ 8	Beeinflussung der Schallaufzeichnung durch Veränderung der Koerzitivkraft	S. 36

§ 9	Der Einfluß der Zyklenzahl des Hochfrequenz-Vormagnetisierungsfeldes auf die Remanenz.	S.	40
§ 10	Der Einfluß des Hochfrequenz-Feldes auf den Klirrfaktor	S.	43
IV.	Darstellung und Diskussion der Messergebnisse	S.	45
A	Untersuchungen über mechanische Beanspruchung eines besprochenen Bandes	S.	45
§ 1	Der Pegelabfall	S.	45
§ 2	Veränderung der Aufzeichnung durch Zugbelastung	S.	64
	a) Wellenlängen-Veränderung	S.	64
	b) Dehnungsdiagramme	S.	67
	c) Pegelabfall durch Zugbelastung	S.	69
	d) Änderung des Klirrfaktors bei Zugbelastung	S.	72
§ 3	Änderung der Wellenlänge infolge Beanspruchung des Bandes durch den Transportmechanismus	S.	73
B	Untersuchungen mit Rechteckschwingungen	S.	75
§ 1	Einleitung und Meßanordnung	S.	75
§ 2	Meßergebnisse	S.	75
	a) Aufsprache mit einem Signalstrom von 2 mA	S.	75
	b) Aufsprache mit verringertem Signalstrom	S.	85
V.	Zusammenfassung	S.	87
	Literaturverzeichnis	S.	91

I. Einleitung

§ 1 Geschichtliches.

Von den heute üblichen Verfahren der Schallaufzeichnung: Lichtton, Plattenschnitt und Magnetton, hat das letztere die größte Bedeutung erlangt. Zwar begann die systematische industrielle Entwicklung des Magnetophonverfahrens erst vor etwas mehr als zwei Jahrzehnten, doch gehen die Anfänge bis auf das Jahr 1889 zurück [1] . In jenem Jahre baute der Däne Waldemar POULSEN einen "Telephonograph", der aus einem Zylinder bestand, auf den ein Stahldraht in Spiralen aufgewickelt war. Zwei kleine Pole eines Elektromagneten, der von einem Mikrophon erregt wurde, umfaßten ein kurzes Stück der Spirale, das im Rhythmus der Sprechschwingungen magnetisiert wurde. Bei Wiedergabe arbeitete der Elektromagnet auf einen Kopfhörer, bei Löschung erfolgte die Speisung des Magneten aus einer Batterie. 1907 wendete POULSEN erstmals eine Gleichstrom-Vormagnetisierung an und erreichte dadurch eine wesentliche Verbesserung der magnetischen Schallaufzeichnung. Das Verfahren erfuhr keine weitere Entwicklung und erst 1928, als Fritz PFLEUMER [2] einen Tonträger aus Papier, auf den eine Schicht pulverförmiges magnetisches Material aufgetragen war, erfand, setzte erneut die Entwicklung auf dem Gebiet der magnetischen Schallaufzeichnung ein.

Die Unterteilung des aktiven Materials war eine der entscheidenden Ideen. Einmal wurde die Qualität der Aufzeichnung durch die verringerte Selbstentmagnetisierung wesentlich verbessert und zum anderen gestattete dieser Tonträger Schnittkorrekturen. Ein weiterer entscheidender Schritt war die Einführung der Hochfrequenz-Vormagnetisierung durch v. BRAUNMÜHL und WEBER im Jahre 1941. Dieses Verfahren - das eine Beobachtung enthält, die schon 1915 von STEINHAUS und GUMLICH [3] gemacht und von diesen in dem Begriff der "idealen Magnetisierung" festgelegt worden war - erbrachte eine wesentliche Steigerung der Dynamik. Diese beiden Erfindungen beinhalten das heutige Prinzip der magnetischen Schallaufzeichnung.

§ 2 Problemstellung.

Die Veranlassung zur vorliegenden Arbeit kam aus der Praxis. Durch die Beobachtung gewisser Effekte bei der Aufzeichnung von Schallvorgängen auf Tonbänder, die einer Gesetzmäßigkeit zu unterliegen schienen, ergab sich die Aufgabe, den Aufsprechvorgang und vor allem das Magnettonband einer genauen Untersuchung zu unterziehen. Bisher waren vorwiegend der Feldverlauf vor dem Sprechkopf, kaum aber die ferromagnetischen Vorgänge am Tonträger untersucht worden. Es ist aber das Verhalten der WEISSschen Bezirke eines Partikelchens unter der Einwirkung eines Niederfrequenz-Feldes, dem ein Hochfrequenz-Feld überlagert ist, als die Grundlage der magnetischen Schallaufzeichnung anzusehen. Dabei wird für die Aufzeichnung noch die Tiefenlage des Partikelchens innerhalb der magnetischen Schicht, die Richtung seiner Kristallachsen zur Feldrichtung und seine Formanisotropie mitbestimmend sein. Dies alles verdient Beachtung, um die Deutung von verschiedenen, beobachteten Effekten geben zu können. So wurde gefunden, daß sich die Amplitude eines auf ein Tonband aufgezeichneten Signals nach einer gewissen Zeit und Beanspruchung gegenüber ihrem Anfangswert vermindert. Dieser Pegelverlust führte besonders bei Meßbändern zu Ungenauigkeiten. Bei den Versuchen und Messungen erwies sich die Zeit - als mögliche Ursache des Pegelverlustes - von untergeordneter Bedeutung. So stellten sich im Zusammenhang mit dem ferromagnetischen Verhalten der Bänder folgende Fragen:

1.) Welchen Beeinflussungen unterliegt das einzelne Partikelchen bei der Aufzeichnung,
2.) Inwieweit ist die Zahl der WEISSschen Bezirke des Partikels, ferner die Form und Lage des Partikels innerhalb der magnetischen Schicht und seine Koerzitivkraft für die Aufzeichnung von Bedeutung,
3.) Welcher Zusammenhang besteht zwischen dem Hochfrequenz-Vormagnetisierungsfeld und der Stabilisierung,
4.) Wie beeinflußt die Scherung der M/H-Kennlinie die magnetische Tonaufzeichnung,

5.) Ist die bisherige Deutung des Aufsprechvorganges mit der Grenzhysteresisschleife ausreichend,
6.) Inwiefern wird die Aufzeichnung durch mechanische Beanspruchung verändert,
7.) Unter welchen Bedingungen ist die Aufzeichnung von rechteckförmig verlaufenden Vorgängen möglich.

Die Beantwortung dieser Fragen erfolgt weitgehend auf dem Wege experimenteller Untersuchungen. Ihre theoretische Deutung kann aus den Gesetzen des Ferromagnetismus abgeleitet werden.

II. Das Magnetophonverfahren.

§ 1 Das Gleichstromverfahren.

Bei dem heute nicht mehr üblichen Gleichstromverfahren mußte, um eine verzerrungsfreie Aufzeichnung des niederfrequenten Sprech-Wechselstromes zu ermöglichen, auf einem linearen Teil der Magnetisierungskurve, die den Zusammenhang zwischen der Induktion B und der magnetischen Feldstärke H darstellt, gearbeitet werden. Dies ließ sich nur dadurch erreichen, daß dem niederfrequenten Feld ein Gleichfeld überlagert wurde. Größe und Richtung des konstanten Gleichfeldes waren von der Vorbehandlung des Tonträgers abhängig [7] . Wurde zwecks Löschung der Tonträger bis zur Sättigung magnetisiert, so konnte das Vormagnetisierungsfeld nur die Größe $-H_v$ haben, wie Abb. 1 zeigt, wobei unter x die Koordinate in Bandlaufrichtung zu verstehen ist. Die Inhomogenität des Tonträgers ergab statistische Schwankungen der dynamischen Kennlinie und somit einen Störpegel S. Dazu kam noch die Ruheremanenz R_H, die wegen ihrer Schwankungen längs des Magnetbandes besonders in den Signalpausen als Rauschen störend in Erscheinung trat, so daß die Aufzeichnung eine Dynamik von nur 30 - 40 dB erreichte. Durch Vergrößerung von $-H_v$ könnte man wohl die Größe R_H verkleinern; der Störpegel S bliebe jedoch erhalten.

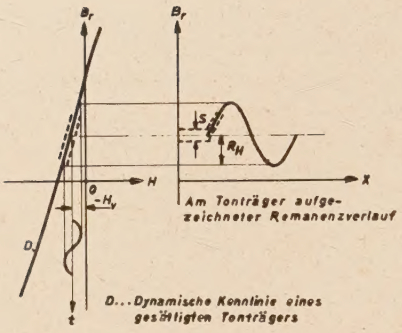


Abb. 1

Ein zweiter Weg beim Gleichstromverfahren bestand in der Löschung der Aufzeichnung mit Wechselstrom, wodurch das Band wieder in einen neutralen Zustand zurückgeführt wurde. Die nachfolgende Magnetisierung erfolgte dann längs der Neukurve N.

Der Zusammenhang zwischen der Aufzeichnung und der verbleibenden remanenten Magnetisierung wird durch die Remanenzkennlinie R dargestellt (Abb.2 und Abb.3). Damit bestand die Möglichkeit, mit den Feldstärken $+H_v$ oder $-H_v$ vorzumagnetisieren. Da diese Vormagnetisierung aber noch eine Gleichstromvormagnetisierung war, blieben die oben angeführten Beeinträchtigungen - Störpegel S, Ruheremanenz R_H und somit schlechte Dynamik - weiterhin bestehen. Eine Unterdrückung der Ruheremanenz R_H durch Ver-

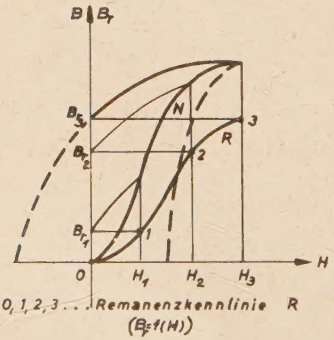


Abb. 2

kleinerung des Vormagnetisierungsfeldes würde eine starke Verzerrung des aufzuzeichnenden Niederfrequenzstromes bewirken.

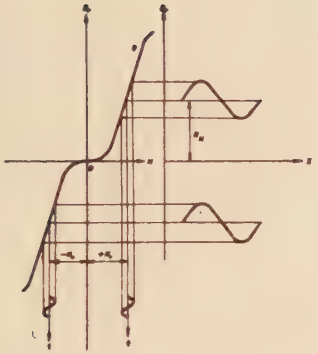


Abb. 3

§ 2 Das Hochfrequenzverfahren.

Ein mit Wechselstrom gelöschter, also neutraler Tonträger wird bei seiner Besprechung einem Niederfrequenzfeld (künftig NF-Feld genannt) ausgesetzt, dem ein Hochfrequenzfeld (künftig HF-Feld genannt) überlagert ist. Gegenüber der Gleichstrom-Vormagnetisierung erreicht man, daß beim bewegten Band während der Aufsprache in den Besprechungspausen durch das HF-Feld eine zusätzliche Löschung eintritt, da die Hysteresis-Schleifen symmetrisch bezüglich des Nullpunktes sind und somit bei abgeklungenem HF-Feld keine Remanenz mehr ergeben. Als weiterer großer Vorteil kommt hinzu, daß die Überlagerung durch das HF-Feld eine Linearisierung der Remanenzkennlinie (Abb. 3) im Nullpunkt bewirkt und der lineare Aussteuerungsbereich vergrößert werden kann. Diese Linearisierung ist durch den idealen Magnetisierungsvorgang zu deuten [3] :

Wird ein ferromagnetisches Material einem magnetischen Gleichfeld ausgesetzt, dem ein Wechselfeld mit anfangs sehr großer, dann aber abnehmender Amplitude überlagert wird, so ergibt sich eine Magnetisierungskurve, die keine Hysteresis aufweist. Daraus folgt: für einen magnetisch nicht geschlossenen Kreis entsteht bei der Magnetisierung M = 0 und der Feldstärke H = 0 eine Tangente mit unendlicher Steilheit. Das überlagerte Wechselfeld, das vor dem Gleichfeld auf 0 zurückging, hat die Linearisierung bewirkt.

Der Unterschied der magnetischen Tonaufzeichnung gegenüber dem idealen Magnetisierungsvorgang (Abb. 4) besteht darin, daß beim Magnetophonverfahren gleichzeitig mit dem HF-Feld auch das NF-Feld zurückgeht, wobei das NF-Feld in Bezug zum hochfrequenten Wechselfeld als Gleichfeld angesehen wird. Es kann daher die magnetische Tonaufzeichnung als Sonderfall der idealen Magnetisierung betrachtet werden.

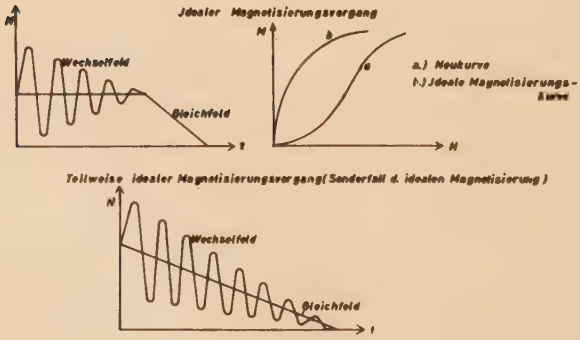


Abb. 4

Darstellung des Aufsprechvorganges.

Zur Veranschaulichung des Aufsprechvorganges sei eine schematisierte Darstellung der Hysteresisschleife gewählt [4]

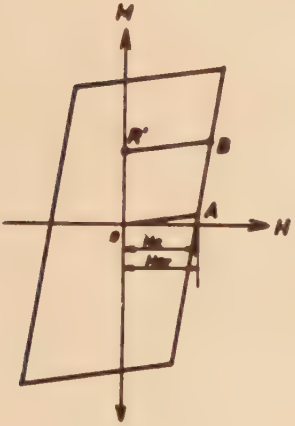


Abb. 5

Auf den zwei steilen Ästen (Abb. 5) spielt sich der irreversible Vorgang ab. Die zwei Äste mit geringerer Steilheit, entsprechend der Anfangspermeabilität, sind für den reversiblen Magnetisierungsvorgang zuständig. Solange das erregende Feld H kleiner ist als das kritische Feld H_{cr}, welches größer als die Koërzitivkraft H_c ist, verläuft der Magnetisierungsprozeß auf der Strecke $\overline{OA}$; er ist reversibel. Erst wenn H größer als H_{cr} wird, steigt die Magnetisierung von O über A nach B und nach Verschwinden von H fällt sie zurück auf den Remanenzpunkt R'.

Beim HF-Verfahren ist dem NF-Feld ein HF-Feld überlagert. Für ein Bandelement kann das Signalfeld S (NF-Feld) als eine konstante Größe angesehen werden. Die positiven und negativen Zyklen des HF-Feldes liegen nicht mehr symmetrisch bezüglich des Ursprungs, sondern symmetrisch bezüglich des Signalfeldes. Wenn das HF-Feld im Punkt B' sein Maximum erreicht hat, so wird der Zyklus B'C'D'E' durchlaufen (Abb. 6).

Klingt das HF-Feld soweit ab, daß seine Amplitude etwas größer als H_{cr} ist, so verläuft der Magnetisierungsprozeß auf dem reversiblen Ast B"C". Mit weiter gegen O abnehmendem HF-Feld, aber konstant bleibendem NF-Feld, bewegt sich die Magnetisierung immer noch auf diesem reversiblen Ast.

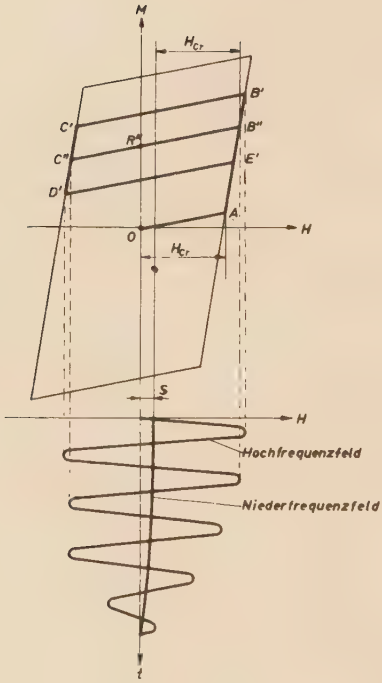


Abb. 6

Der Aufzeichnungsvorgang beginnt dann, wenn die Amplitude des abfallenden HF-Feldes gleich H_{Cr} wird. Der in diesem Augenblick herrschende Wert des NF-Feldes bestimmt dann die Remanenz. Verschwindet auch das Signalfeld, so ergibt sich eine ihm proportionale Remanenz R".

III. Die Deutung der Aufzeichnung als ferromagnetischer Vorgang.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Aufsprechvorgang in seinem Feldverlauf dargestellt. Das Medium für die Aufzeichnung ist ein Band, das durch seine bei der Herstellung festgelegten magnetischen Eigenschaften in ganz bestimmter Weise - nämlich nach den Gesetzen des Ferromagnetismus - auf die einwirkenden Felder reagiert. In den nachfolgenden Kapiteln wird dieses ferromagnetische Verhalten behandelt.

Das magnetisierbare Pigment des Tonbandes ist ein γ-Eisenoxydpulver und wird auf chemischem Wege hergestellt [5] . Dabei unterscheidet man zwei Herstellungsarten: bei der ersteren erzielt man nadelförmige Kristalle mit einer durchschnittlichen Länge von 1 µm und einem Durchmesser von 0,1 µm. Diese Formanisotropie ergibt eine größere Koerzitivkraft, welche für die Aufzeichnung hoher Frequenzen von Bedeutung ist. Die zweite Herstellungsart liefert eine kubische Kristallform des Eisenoxydes (γ- Fe_2O_3) mit einer Partikelgröße von 0,1 µm; diesen Kubenkristallen wird heute der Vorzug gegeben. Zur Steigerung der Koerzitivkraft werden in das Kristallgitter Fremdkationen eingebaut [6] . Das Eisenoxydpulver wird zusammen mit einer Lacklösung mehrere Stunden gemahlen und dadurch innig vermischt. In einem Begußvorgang wird diese Suspension aus Lack und Pigment auf das etwa 1 m breite Tonträgermaterial, das aus Acetylcellulose (AC) oder Polyvinylchlorid (PVC) besteht, aufgetragen und anschließend in einem Trockenkanal getrocknet.

§ 1 Die Aufsprache bei Stäbchenmagnetit.

Jedes Magnetitpartikelchen hat eine Anzahl spontan magnetisierter Bereiche, die nach ihrem Entdecker als WEISSsche Bezirke bezeichnet werden. Die spontane Magnetisierung M_s eines Bereiches hängt nur von der Temperatur des Magnetits ab und nicht vom Vorhandensein eines äußeren Feldes. Die

Unterteilung eines Partikelchens in WEISSsche Bezirke erfolgt nach dem Gesetz der Minimumenergie. Zwischen der Streufeldenergie, erzeugt durch die Magnetisierung M_s eines Bezirkes und der Wandenergie - die Bezirke sind durch BLOCH-Wände getrennt - entsteht ein Gleichgewichtszustand, da sich, ohne Vorhandensein eines äußeren Feldes, durch Bildung von Abschlußbereichen ein magnetischer Kreis einstellt (Abb. 7). Der Vektor der Magnetisierung M_s liegt, wenn keine inneren Spannungen vorhanden sind, in kristallographischer Vorzugslage. Liegen in zwei benachbarten WEISSschen Bezirken die Vektoren ihrer Magnetisierung antiparallel, so spricht man von 180° Bereichen. Das Anlegen eines hinreichend großen HF-Feldes parallel zu einem dieser Vektoren, bewirkt ein sprunghaftes Übergehen des antiparallelen Bereiches in den parallelen; der zum Feld parallele WEISSsche Bezirk wächst auf Kosten des antiparallelen, es erfolgt somit ein Umklappen der Magnetisierung. Die auslösende Feldstärke, die gewisse Bedingungen bezüglich Wandenergie, inneren Spannungen usw. zu erfüllen hat, nennt man Koerzitivkraft H_c. Zur Vereinfachung sei angenommen, es existiere nur eine Vorzugslage gemäß Abb. 8 und das Feld H_{cr} schließe den Winkel γ mit ihr ein[7]. Um nun die antiparallelen Bezirke in die zum Feld energetisch günstiger gelegenen Bezirke überzuführen, muß ein kritisches Feld $H_{cr} = \frac{H_c}{\cos\gamma}$ aufgewendet werden. Solange die HF-Amplitude diesen Wert H_{cr} nicht unterschreitet, findet ein ständiges Umklappen der WEISSschen Bezirke statt. Beim Erreichen von H_{cr} bedingt der in diesem Augenblick herrschende magnetische Zustand die Remanenz des aufzuzeichnenden NF-Feldes. Es wird später gezeigt

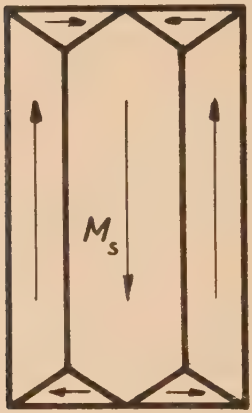


Abb. 7

werden, daß auf den Remanenzwert auch noch andere Faktoren Einfluß haben.

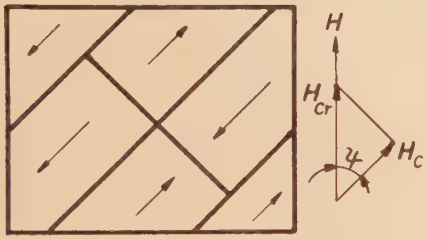


Abb. 8

Aus dieser Darstellung läßt sich für Stäbchenmagnetite, bei denen eine einzige ausgeprägte Vorzugsachse angenommen werden darf, ableiten, daß von zwei Partikelchen gleicher Koerzitivkraft, die in der gleichen Schichttiefe des Bandes liegen und deren Vorzugsachsen mit der Feldrichtung verschiedene Winkel einschließen, bei abfallendem HF-Feld jenes Partikelchen früher aufzeichnet, dessen Vorzugsachse mit diesem Felde den größten Winkel bildet. Liegen dagegen diese beiden Partikelchen in verschiedenen Tiefen des Bandes, so zeichnet, unabhängig vom Winkel der Vorzugsachsen zur Feldrichtung, das dem Sprechkopf entferntere Partikelchen das stattfindende Ereignis früher auf, denn bei ihm wird H_{cr} durch das fallende HF-Feld früher erreicht.

§ 2 Die Aufsprache bei kubischer Kristallform des Magnetits.

Bei der kubischen Kristallform des Magnetits gibt es unterschiedliche Vorzugsrichtungen. Die Würfelkantenrichtungen

sind Vorzugsrichtungen der leichtesten Magnetisierbarkeit, wobei sowohl die parallele als auch die antiparallele Lage eines Magnetisierungsvektors gleichwertig ist. Die nächsten, aber schwereren Vorzugsrichtungen sind die Flächendiagonalen, die schwersten Vorzugsrichtungen sind die Raumdiagonalen. Wenn ein Partikelchen als Einkristall und magnetisch neutral aufzufassen ist, so sind die WEISSschen Bezirke räumlich gleichmäßig verteilt. Die gesamte Sättigungsmagnetisierung ist auf sechs gleiche Teile (positive und negative Würfelkantenrichtungen) verteilt. Liegt ein solches Partikelchen mit einer seiner Würfelkanten parallel zu einem genügend großen Feld, so müssen 1/6 der WEISSschen Bezirke - nämlich die antiparallelen Bezirke - einen 180° Sprung machen, 4/6 dagegen Sprünge von 90°, wobei 90° und 180° -Sprünge schwer zu unterscheiden sind. Nach Verschwinden des Feldes liegt die gesamte Magnetisierung in der Würfelkante, die parallel zum Feld war[7].

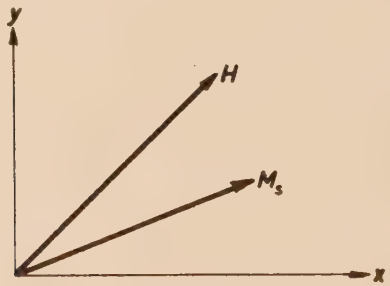


Abb. 9

Liegt das Feld H parallel zu einer Flächendiagonale, so springt schon bei sehr kleinem Feld je die Hälfte der Sättigungsmagnetisierung in die x- und y-Richtung (Abb. 9). Nach Ablauf der Sprünge liegt in Feldrichtung die Magnetisierung

$$2 \cdot \left(\frac{M_s}{2} \cdot \cos 45 \right) = 0{,}7\, M_s$$

Liegt das Feld parallel zu einer Raumdiagonale, so springt je 1/3 der Sättigungsmagnetisierung in die x, y und z-Richtung und als Magnetisierung ergibt sich 0,6 M_s.

Bei der Lage der Teilchen im ersten Fall steht nach Verschwinden des Feldes für die remanente Magnetisierung die volle Sättigungsmagnetisierung des Teilchens zur Verfügung; im zweiten Fall sind es 0,7 M_s und bei der Lage des Feldes parallel zu einer Raumdiagonale nur 0,6 M_s.

Hat beim abfallenden HF-Feld ein positiver Zyklus die kritische Feldstärke am steigenden irreversiblen Ast erreicht - dies tritt dann ein, wenn die Differenz der Amplituden in die Größe von H_{cr} kommt - so kann aufgrund der Tatsache, daß das HF-Feld einem NF-Feld überlagert ist, der folgende negative Zyklus den abfallenden irreversiblen Ast nicht mehr erreichen, der Aufsprechvorgang hat begonnen (Abb. 10).

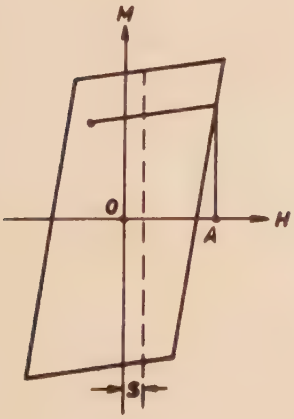


Abb. 10

Beim positiven Zyklus wirkt auf das Partikelchen das resultierende Feld OA, dessen Richtung durch die Richtung des NF-Feldes bestimmt wird. Die gesamte Sättigungsmagnetisierung eines Partikelchens liegt in einer Würfelkante, wenn das resultierende Feld parallel zu dieser war. Nach Verschwinden des positiven HF-Zyklus ist die remanente Magnetisierung fast gleich der Sättigungsmagnetisierung des Partikelchens. Der folgende negative Zyklus zwingt dann einen Teil der WEISSschen Bezirke wieder in eine, seinem Feld günstige Richtung. Der nächste positive Zyklus bringt seinerseits wieder einen Teil dieser WEISSschen Bezirke in

die ursprüngliche Lage zurück. Durch dieses ständige Hin- und Herklappen sinkt die remanente Magnetisierung und dies geht solange, bis eine Stabilisierung eingetreten ist.

Bei Lage des auf ein Partikelchen wirkenden, resultierenden Feldes parallel zu einer Flächen- oder Raumdiagonale ist der Stabilisierungsprozeß der gleiche. Die remanente Magnetisierung eines solchen Partikelchens ist allerdings eine andere, obwohl das Feld dasselbe war. Bei einem besprochenen Band machen sich diese Remanenzunterschiede als Rauschen bemerkbar.

§ 3 Aufzeichnung bei Partikelchen mit einem WEISSschen Bezirk.

Fallen beim Mahlvorgang einzelne Partikelchen so klein aus, daß die Ausbildung einer BLOCHschen Wand mehr Energie erfordert, als die Bildung der von der Sättigungsenergie des Partikelchens herrührenden Streufeldenergie, so entsteht nur ein einzelner WEISSscher Bezirk. Die Ummagnetisierung kann nurmehr durch Drehung nach Überwindung der Kristallenergie erfolgen. Bei kubischen Partikelchen läßt sich für die Kristallenergie, unter der Voraussetzung, daß die Magnetisierung M_s einen kleinen Winkel ϑ mit der Kristallachse bildet, ansetzen [8]:

$$E_K \approx K_1 \cdot \vartheta^2 \qquad K_1 = \text{Anisotropiekonstante}$$

Mit der Energie eines angewandten Feldes H_o parallel zur Würfelkante ergibt sich eine Gesamtenergie:

$$E = K_1 \cdot \vartheta^2 + H_o \cdot M_s \cdot \cos\vartheta$$

Da es für das Partikelchen energiemäßig günstiger ist, bei dieser kritischen Teilchengröße nur einen WEISSschen Bezirk zu bilden, so muß E ein Minimum sein, wenn $\frac{\partial E}{\partial \vartheta} = 0$ ist, also

$$\frac{\partial E}{\partial \vartheta} = 2 K_1 \vartheta - H_o M_s \cdot \sin\vartheta = 0$$

oder

$$H_o = \frac{2K_1}{M_s} \cdot \frac{\vartheta}{\sin\vartheta}$$

Für kleine Winkel wird $H_0 \rightarrow H_c$, also

$$H_c = \frac{2K_1}{M_s}$$

Daraus ist zu ersehen, daß ein einzelner WEISSscher Bezirk eine hohe Koerzitivkraft hat, die für seine Ummagnetisierung ein großes, erregendes Feld bedingt.

Partikelchen, die einen WEISSschen Bezirk aufweisen, haben eine rechteckige Hysteresisschleife (Abb. 11). Die Ummagnetisierung erfolgt sprunghaft und nur dann, wenn das erregende Feld die Größe von H_c überschritten hat. Es wird sofort die Sättigungsmagnetisierung erreicht, die gleich der Remanenz M_r ist. Bei weiterer Feldsteigerung bleibt die Magnetisierung konstant.

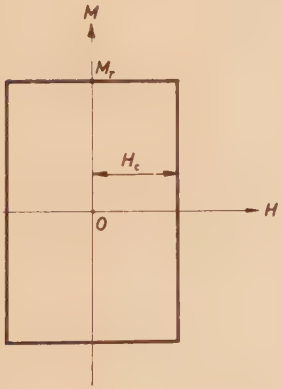


Abb. 11

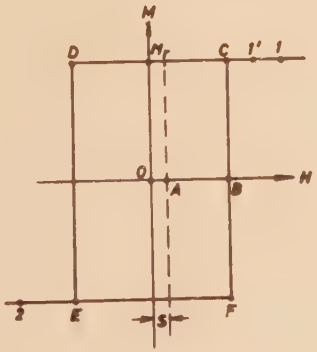


Abb. 12

Solange die dem NF-Feld überlagerte HF-Amplitude das Feld $\overline{AB}$ nicht überschreitet (Abb. 12), bleibt der Prozeß reversibel und bewegt sich auf dem reversiblen Ast $\overline{OB}$, der durch den Ursprung geht. Mit steigendem NF- und HF-Feld wird die

Schleife OBC1DE2FB solange durchlaufen, als die Amplituden des HF-Feldes die Koerzitivkraft überschreiten. Nehmen die Amplituden des NF-Feldes und des HF-Feldes soweit ab, daß nurmehr der reversible Ast 1'D durchlaufen wird, so beginnt der Aufzeichnungsvorgang und mit weiterer Feldabnahme ergibt sich die Remanenz M_r. Eine dem NF-Strom proportionale Aufzeichnung ist unter diesen Umständen nicht möglich; es findet quasi nur eine Schwarz-Weißaufzeichnung statt. Daraus ergibt sich die Bedingung, daß für eine proportionale Aufzeichnung des NF-Stromes Partikelchen mit mehreren WEISSschen Bezirken notwendig sind.

§ 4 Aufzeichnung bei verschiedener Tiefenlage der Partikelchen im Band.

Es werden zunächst zwei Partikelchen gleicher Koerzitivkraft angenommen, von denen eines unmittelbar an der Oberfläche der Magnetitschicht, das andere in einer gewissen Tiefe liegt. Beim Passieren des Aufsprechspaltes wird das tiefer liegende Partikelchen das die Aufzeichnung bestimmende kritische Feld früher erreichen, als das unmittelbar am Sprechkopf aufliegende Partikelchen. Dadurch wird das auf beide gleichzeitig wirkende Signal phasenverschoben aufgezeichnet.

Nachfolgend seien zwei Partikelchen betrachtet, die neben einer unterschiedlichen Tiefenlage auch eine unterschiedliche Koerzitivkraft haben. Für das kopfnahe wird eine große, für das entfernte eine kleine Koerzitivkraft angenommen. Unter dieser Voraussetzung kann der Fall eintreten, daß der Aufsprechpunkt von beiden Partikelchen gleichzeitig erreicht wird (phasengleiche Aufzeichnung). Die Umkehrung dieser Voraussetzung: kopfnahes Partikelchen mit kleiner und kopffernes mit großer Koerzitivkraft, liefert wieder eine phasenverschobene Aufzeichnung. Beim abfallenden Feld wird das große Partikelchen für die Aufzeichnung früher herangezogen, während das kleine sich weiter vom Sprechkopf entfernen muß, bis bei ihm das kritische Feld für die Aufzeichnung erreicht wird.

§ 5 Der Feldverlauf vor dem Sprechkopfspalt und seine Wirkung auf die Partikelchen.

Die Aufzeichnung findet nicht bei allen Partikelchen erst an der ablaufenden Kante des Sprechkopfspaltes statt. Dies ist bedingt durch die unterschiedlichen Tiefenlagen der einzelnen Partikelchen innerhalb der magnetischen Schicht des Bandes. Die Dicke dieser Schicht gibt die folgende Tabelle für drei Bandtypen an:

	MF-Band	FR-Band	LGR-Band
Foliendicke in µm	41 ± 2	41 ± 2	41 ± 2
Schichtdicke in µm	11 ± 1	14 ± 1	14 ± 1
H_c in Oe	157	254	300

Aus einer Reihe von Arbeiten [9] [10] [11] [12] [13] über die Feldverteilung vor dem Sprechkopfspalt ist weiter zu entwickeln, daß bei einer bestimmten Gruppe von Partikelchen eine erste Aufzeichnung schon an der auflaufenden Kante des Sprechkopfspaltes erfolgt.

Aus der Darstellung des Feldverlaufes nach GREINER [10] läßt sich entnehmen, daß auf ein Partikelchen zwei Feldkomponenten wirken. Die Komponente parallel zur Bandlaufrichtung sei als Längsfeld H_L, die Senkrechte dazu als Querfeld H_Q bezeichnet. Das auf das Partikelchen wirkende, resultierende Feld schließt mit der Bandlaufrichtung einen Winkel α ein. α ist umso kleiner, je größer die aufgezeichnete Wellenlänge ist, da die äußere Selbstentmagnetisierung des Längsfeldes klein und die des Querfeldes groß wird. Das Querfeld wird daher mehr geschwächt als das Längsfeld.

In der Kurvendarstellung der Feldverteilungsfunktion (Abb.13) ist auf der Ordinate die relative Feldstärke aufgetragen. Dabei ist das Feld vor dem Spalt auf die Feldstärke H_i im Innern des Spaltes bezogen. Auf der Abszisse ist das Verhältnis des Abstandes x von der Spaltmitte zur halben Spaltbreite s/2 längs der Kopfoberfläche dargestellt. Als Parameter gilt jeweils das Verhältnis aus Abstand y senkrecht zur Spiegelfläche und halben Spaltbreite s/2: $P = \frac{y}{s/2}$, wobei unter Spiegelfläche die Berührungsfläche des Bandes längs des Kopfes zu verstehen ist.

Die Spaltverteilungsfunktion ist in Abb. 13 [9] dargestellt für:

P = 0,0... Kurve 1 Spiegeloberfläche
= 0,25... " 2
= 0,5... " 3
= 0,75... " 4
= 1,00... " 5

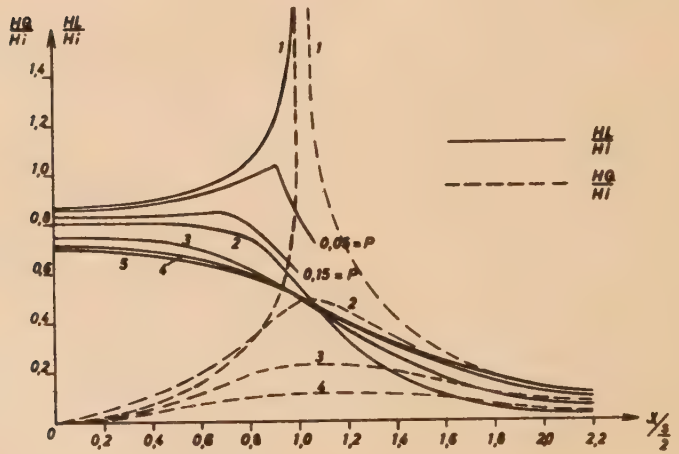


Abb. 13

Ist ein Partikelchen so im Band eingebettet, daß es von der Spiegelfläche des Kopfes einen Abstand hat, bei dem das Verhältnis P kleiner als 0,05 ist, so ist es, wenn vorerst nur das Längsfeld betrachtet wird, zwei Feldmaxima ausgesetzt: einem Maximum an der auflaufenden und einem an der ablaufenden Kante. Das Vorhandensein eines reinen Längsfeldes kann umso früher vorausgesetzt werden, je länger die aufgezeichnete Wellenlänge ist. Das Querfeld wird immer mehr geschwächt als das Längsfeld, denn der Entmagnetisierungsfaktor

ist für das Querfeld größer als für das Längsfeld, solange der $\frac{\lambda}{2}$-Magnet (p.28) größer ist, als die durchmagnetisierte Schicht des Bandes. Die beiden Entmagnetisierungsfaktoren werden erst dann gleich groß, wenn die Länge der $\frac{\lambda}{2}$-Magnete mit der Tiefe der durchmagnetisierten Schicht übereinstimmt. Ist der Abstand eines Partikelchens zum Kopfspiegel so, daß $P > 0{,}15$ ist, unterliegt es beim Durchlaufen des Spaltfeldes nurmehr einem Maximum. Außerdem kommt hinzu, daß mit wachsendem Abstand der Partikelchen von der Spiegelfläche der Einfluß des Querfeldes sinkt. Partikelchen, die unmittelbar an der Kopfspiegelfläche aufliegen, also bei $P = 0$, sind einem Längs- und Querfeld ausgesetzt. Die Größen der beiden Feldkomponenten hängen von den vorher dargestellten Entmagnetisierungsfaktoren ab.

Sind z.B. Partikelchen so eingebettet, daß eine ihrer leichten Richtungen mit einer der Feldkomponenten den kleineren Winkel einschließt, so wird ihre Magnetisierung die dadurch bedingte Richtung einnehmen, sofern keine inneren Spannungen vorhanden sind, die zusätzlich noch eine resultierende Richtung festlegen können. Stimmt z.B. die Richtung des resultierenden Feldes mit einer Vorzugsrichtung des Partikelchens überein, oder bildet die Vorzugslage den kleinsten Winkel mit der Richtung des resultierenden Feldes, so wird die Magnetisierungsrichtung des Partikelchens nicht mit der Bandlaufrichtung zusammenfallen. Je weiter die Partikelchen vom Kopfspiegel entfernt sind, umso mehr unterliegen sie dem Längsfeld. Die Magnetisierung in Bandlaufrichtung wird dann vorherrschend sein, doch kann von einer reinen Längsmagnetisierung nicht gesprochen werden.

Durch Erhöhung des Vormagnetisierungsstromes wird der Aufsprechpunkt immer mehr von der ablaufenden Kante hinweggedrückt. Bei den der Spiegelfläche nahen Partikelchen wird dadurch der Einfluß der Querkomponente gesteigert, der Einfluß der Längskomponente vermindert. Bei den, von der Kopfoberfläche entfernteren Partikelchen ist es umgekehrt: sie unterliegen stärker der Längskomponente, die Querkomponente tritt geringer

in Erscheinung. Je nach der Lage der Partikelchen innerhalb der ferromagnetischen Schicht wirken auf dieselben unterschiedliche, vom NF-Feld herrührende Felder.

Beim Aufsprechen liegt nach erfolgtem Umklapp-Prozeß die Magnetisierung des Partikelchens in jener Vorzugslage, die mit dem NF-Feld den kleinsten Winkel einschließt. Die Aufzeichnung ist keineswegs stabil, sie wird wieder geschwächt durch Selbstentmagnetisierung und mechanische Spannungen.

In den vorangegangenen Betrachtungen wurde das grundsätzliche Verhalten eines oder mehrerer Partikelchen bei Beeinflussung durch HF und NF analysiert; auch die unterschiedliche Tiefenlage der Partikelchen in der Bandschicht war berücksichtigt worden. Im nachfolgenden Abschnitt soll nun die Reaktion eines einzigen Partikelchens untersucht werden, das unmittelbar am Spiegel des Sprechkopfes anliegt. Unter Zugrundelegung der Feldverteilung (Abb. 13) ergibt sich dabei (Abb. 14):

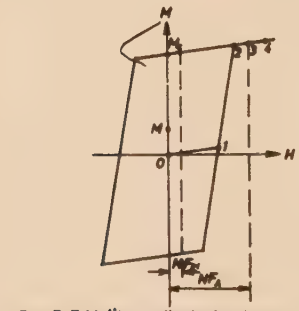


Abb. 14

Bei Annäherung eines Partikelchens an die auflaufende Kante des Sprechkopfspaltes tritt allein durch das an beiden Kanten sehr große NF-Feld Sättigung ein; die WEISSschen Bezirke werden in die Feldrichtung gedreht. Die Hysteresisschleife durchläuft die Strecke $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$. Hat das HF-Feld die Größe normaler Arbeitsbedingung, so bewegt sich der Prozeß auf dem reversiblen Ast $4 \rightarrow M_s$, es sind nur Drehprozesse vorhanden. Mit Annäherung des Partikelchens an die Spaltmitte verschwinden die Drehprozesse und Sprungprozesse folgen, da in diesem Bereich das NF-Feld soweit abgefallen ist, daß die Zyklen des überlagernden HF-Feldes den

absteigenden irreversiblen Ast erreichen. Die Hysteresisschleifen werden kleiner, M_s kann nicht mehr erreicht werden, es findet Löschung statt. Die Magnetisierung ist dann von M_s auf einen Betrag M zurückgegangen und hat über der Spaltmitte ihr Minimum. Wandert das Partikelchen weiter gegen die ablaufende Kante, so beendet das wieder ansteigende NF-Feld die Sprungprozesse. Es folgen erneut Drehprozesse, bis über der ablaufenden Kante Sättigung eintritt. Der oben beschriebene Vorgang wiederholt sich, d.h. es tritt nochmals Löschung ein, bis schließlich der Aufsprechpunkt erreicht wird.

Für die Praxis muß eingeschränkt werden, daß ein absolutes Aufliegen eines Partikelchens am Spiegel des Sprechkopfes kaum vorkommen wird. Durch die Bandbewegung werden Luft- und evtl. Staubteilchen mitgerissen, ferner führt der Beguß zu einer gewissen Unebenheit des Bandes. In solchen Fällen wird die Feldverteilungskurve an den beiden Spaltkanten nicht den Wert unendlich annehmen, aber dennoch ihre Maxima haben. Somit behält die vorangegangene Betrachtung ihre Gültigkeit.

Für Partikelchen, die in tiefen Bandschichten liegen, existiert bei hinreichend kleinem Spalt nur ein Maximum der Feldverteilungskurve, das über der Spaltmitte liegt. Die Aufsprache erfolgt lediglich an der ablaufenden Kante des Sprechkopfspaltes. Bei dem Großteil der Partikelchen wird somit eine Aufsprache in diesem Sinne stattfinden.

Liegt ein Partikelchen in einer Tiefe, bei der die beiden Feldmaxima mit ihrem überlagerten HF-Feld gerade die Aufsprechbedingungen erfüllen können, so wird an der auflaufenden Kante eine Aufsprache erfolgen. Kommt bei der Bewegung des Bandes das Partikelchen in den Einflußbereich des zweiten Feldmaximums, so wird dort eine teilweise Löschung eintreten, wenn die Zahl der Stabilisierungszyklen des HF-Feldes und ihre Phasenlage zum NF-Feld ungleich ist gegenüber der auflaufenden Kante. Es erfolgt, wie noch gezeigt wird (s. § 7,c), durch das HF-Feld eine innere Entmagnetisierung, die abhängig ist von der Phasenlage des HF-Feldes zum NF-Feld. Unterliegt ein Partikelchen beim Passieren der

beiden Spaltkanten gleichen Bedingungen, so erscheint es, als zeichne die ablaufende Kante auf.

Sind die geometrischen Verhältnisse an der auf- und ablaufenden Kante verschieden, liegt z.B. die ablaufende tiefer, so ist beim Passieren dieser Kante der Abstand des Partikelchens größer. Damit ist es an der auflaufenden Spaltkante, aufgrund der Feldverteilungsfunktion einem größeren NF-Feld ausgesetzt. Dabei wird für Partikelchen mit großer Koerzitivkraft der Fall eintreten, daß das Feldmaximum an der ablaufenden Kante nicht mehr ausreicht, um Sprungprozesse durchzuführen. Nur Partikelchen mit kleiner Koerzitivkraft sind an dieser Kante nochmals dazu in der Lage. Das Partikelchen mit großer Koerzitivkraft zeichnet nur an der auflaufenden Kante, das mit kleiner Koerzitivkraft an der auf- und ablaufenden Kante auf. Außerdem wird das, durch die Magnetisierung erzeugte innere Feld in beiden Partikelchen eine verschiedene Lage einnehmen, da es beim Partikel mit großer Koerzitivkraft durch das, an der auflaufenden Kante herrschende, größere erregende Feld und beim Partikel mit kleiner Koerzitivkraft durch das, an der ablaufenden Kante wirkende, kleinere erregende Feld bestimmt wird.

§ 6 Größe und Richtung des inneren Feldes.

Die Wirkung der inneren Entmagnetisierung hängt davon ab, in welche Richtungen zum erregenden Feld die Kristallachsen des Partikelchens zu liegen kommen. Durch die Entmagnetisierung stellt sich ein bestimmtes inneres Feld H_i ein. Die Lage von H_i zum erregenden Feld H_e bleibt aber nicht konstant, sondern ändert sich je nach der Größe von H_e.

Wenn ein Partikelchen, dessen kubische Form in Annäherung als Kugel aufgefaßt werden kann, bis zur Sättigung magnetisiert ist, so dreht das entmagnetisierende Feld bei Abwesenheit eines äußeren Feldes die Magnetisierung in die Gegenrichtung. Bei einer Kugel ist das entmagnetisierende Feld $\frac{4\pi}{3} M_s$ und größer als das Feld, welches hervorgerufen wird durch die Kristallenergie und die Magnetostriktion [14].

Ist ein Partikelchen so in die magnetische Schicht eingebettet, daß seine [100] - Richtung mit der Bandlaufrichtung zusammenfällt und die [010] - Richtung in die Schichttiefe weist, so ergeben sich die leichten Richtungen [100], [010] und die energetisch gleichwertigen Gegenrichtungen [$\bar{1}$00] und [0$\bar{1}$0] (Abb. 15). Bei großem äußeren Feld H_e dreht sich die Magnetisierung der Partikel in diese Feldrichtung ein und es entsteht ein inneres Feld:

$$H_i = H_e - N.M_s ,$$

wobei in diesem Fall das entmagnetisierende Feld vernachlässigt werden kann. Es findet eine vollkommene Ausrichtung der Magnetisierung in die Feldrichtung H_e statt. Bei kleinerem Feld H_e setzt sich H_i vektoriell zusammen. Für ein bestimmtes, erregendes Feld hat somit das wahre, oder innere Feld H_i eine bestimmte Größe und Richtung. Bei Abnahme eines sehr großen Feldes H_e werden immer mehr WEISSsche Bezirke die Lage der [100] - Richtung einnehmen und H_i wird sich solange vom Feld H_e abdrehen, bis es in die Mitte der beiden Richtungen von [100] und [010], also in [110] zu liegen kommt. Bei noch kleiner werdendem Feld H_e würde H_i aus der

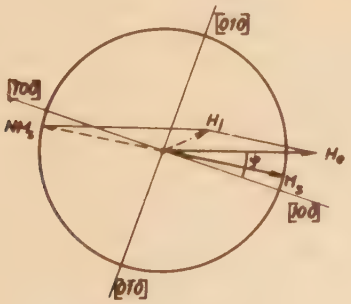


Abb. 15

Mittellage in Richtung [010] weitergedreht werden, was aber dadurch verhindert wird, daß die noch nicht in [100] liegenden WEISSschen Bezirke nicht in diese näher liegende

Richtung drehen, sodern nach [010] . Diese Bezirks-Bewegungen verursachen entmagnetisierende Felder, die ihrerseits wieder H_i in die [110] - Richtung zurückdrehen. Jede Richtungsabweichung von H_i aus dieser symmetrischen Richtung führt zu einer Drehung der WEISSschen Bezirke von der [100] zur [010] - Richtung oder umgekehrt. Die Lage von H_i wird bestimmt durch die Größe von H_e und dem Winkel φ .

Um das Verhalten des inneren Feldes an einem besonderen Fall zu betrachten, sei zurückgegriffen auf die auf p.*26* gemachte Annahme, daß die Spaltkanten des Sprechkopfes nicht in der gleichen Ebene liegen. Für das Partikelchen mit großer Koerzitivkraft findet die Aufzeichnung an der auflaufenden Kante statt und das eingeprägte Feld H_i hat eine bestimmte Lage zur Bandlaufrichtung. Wenn für das Partikelchen mit kleiner Koerzitivkraft die Voraussetzung gemacht wird, daß die Lage seiner Kristallachsen, in Bezug der Bandlaufrichtung, die gleiche ist wie beim Partikelchen mit großer Koerzitivkraft, so zeigt sich, daß bei gleicher Richtung des erregenden Feldes H_e, das eingeprägte Feld H_i bei ihm eine andere Richtung hat als beim Partikelchen mit großer Koerzitivkraft. Das Partikelchen mit kleiner Koerzitivkraft unterliegt an der ablaufenden Spaltkante einer Aufsprache per Distanz und ist somit einem kleineren erregenden Feld H_e ausgesetzt.

§ 7 Die Selbstentmagnetisierung.

a) Äußere Selbstentmagnetisierung durch die $\frac{\lambda}{2}$ - Magnete.

Für die folgende Betrachtung wird die Aufzeichnung, die durch eine Halbwelle eines sinusförmigen NF-Stromes am Band bewirkt wird, als einheitlich angesehen und als $\frac{\lambda}{2}$ - Magnet bezeichnet. Der Magnetisierungszustand dieses $\frac{\lambda}{2}$ - Magneten wird durch sein von ihm selbst erzeugtes Feld geschwächt. Dies drückt sich in der bereits auf p. *27* zitierten Formel aus:

$$H_i = H_e - N.M_s .$$

Der Entmagnetisierungsfaktor N hängt nur von der Form des Versuchskörpers ab, wenn homogene Magnetisierung vorausgesetzt werden kann. Diese ist allerdings nur beim Rotationsellipsoid exakt zu verwirklichen und als Spezialfall dessen auch bei der Kugel. Ihr Entmagnetisierungsfaktor ist $N = \frac{4\pi}{3}$, in allen anderen Fällen ist N abhängig von Länge zu Durchmesser und für verschiedene Verhältnisse tabelliert [15]. Die Entmagnetisierung läßt sich veranschaulichen durch die Darstellung der Scherung der Magnetisierungskurve (Abb. 16). Die Magnetisierung kann an einer geschlossenen Ringprobe

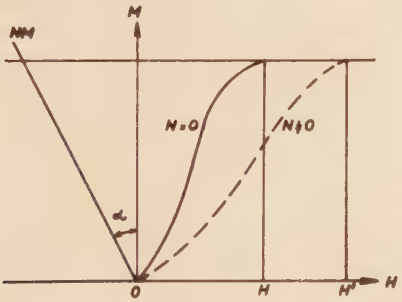


Abb. 16

gemessen werden und ergibt die Kurve für N = 0. Wird das Probestück aufgeschlitzt, so muß, um die gleiche Sättigungsmagnetisierung zu erzeugen, ein größeres Feld H' angelegt werden. Das entmagnetisierende Feld NM kann als Gerade unter dem Winkel α eingezeichnet werden. Solange der $\frac{\lambda}{2}$-Magnet am Sprechkopf aufliegt, stellt er mit ihm einen geschlossenen magnetischen Kreis dar. Beim Verlassen des Kopfspiegels kommt die Scherung zur Wirkung. Dies besagt, daß ein schwächendes Feld von der Größe NM entsteht.

Da der Entmagnetisierungsfaktor von den Dimensionen des Versuchskörpers abhängt und bei kleiner werdender Länge desselben bei Längsmagnetisierung zunimmt, so bedeutet dies, auf den $\frac{\lambda}{2}$-Magneten übertragen, daß mit kleiner werdender Wellenlänge

die Entmagnetisierung steigt und die höheren Frequenzen somit mehr geschwächt werden. Durch Vergrößerung der Koerzitivkraft kann dieser Schwächung entgegengewirkt werden; für die Aufzeichnung der hohen Frequenzen ist somit die Koerzitivkraft maßgebend. Je kleiner die Bandgeschwindigkeit gewählt wird, umso kleiner werden die $\frac{\lambda}{2}$ -Magnete und somit ergeben sich für das Spalt-Längsfeld größere Entmagnetisierungsfaktoren. Um diesen Abfall auszugleichen, müssen Bänder niedriger Laufgeschwindigkeit magnetisch härter sein, d.h. eine höhere Koerzitivkraft haben.

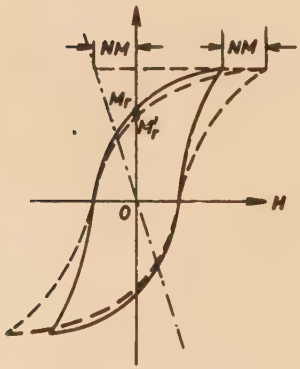


Abb. 17

Aus dem Scherungsverfahren für zyklische Magnetisierung (Abb.17) läßt sich noch entnehmen, daß die gescherte Kurve eine kleinere Remanenz M_r' hat, als die Hysteresisschleife für N = 0, die M_r aufweist. Diese Erkenntnis wurde beim Aufsprechkopf durch Einführung eines rückwärtigen Luftspaltes ausgewertet, da dieser Kopf möglichst geringe Remanenz aufweisen soll, um keine Verfälschung der Aufzeichnung zu verursachen.

Der Zusammenhang zwischen äußerem, entmagnetisierendem Feld, Dicke der aktiven Schicht und $\lambda_{min.}$ läßt sich durch Einführung der Entmagnetisierungsfaktoren zeigen.

Für einen unendlich langen, homogen magnetisierten Zylinder mit seinen Querschnittsachsen X_o und Y_o gilt, wenn das Feld in der X- bzw. Y-Richtung wirkt [16] :

$$N_x = \frac{1}{1 + \frac{X_o}{Y_o}}$$ Entmagnetisierung in der X-Richtung

$$N_y = \frac{1}{1 + \frac{Y_o}{X_o}}$$ Entmagnetisierung in der Y-Richtung

Für den zweiten Quadranten sei die Hysteresis-Kurve durch die Gerade H_c M_r dargestellt (Abb. 18). Bei $\lambda_{min.}$ schließt die Scherungsgerade S den Winkel α mit der M-Achse ein. Um die beiden Maßstäbe der Abszissen- und Ordinatenachse vergleichen zu können, muß auf der Abszisse $\mu_o H$ aufgetragen werden, wobei μ_o die Induktionskonstante bedeutet. Sein Wert hängt davon ab, in welchen Einheiten B,M und H gemessen werden. Es ist:

$$\mathfrak{B} = \mu_o \mathfrak{H} + \mathfrak{M}$$

Somit können $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{M}$, aber nicht $\mathfrak{H}$ in gleichen Einheiten gemessen werden, sondern nur $\mu_o \mathfrak{H}$.

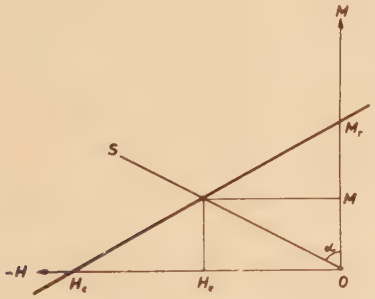


Abb. 18

$H_e = M.tg\alpha$ entmagnetisierendes Feld

$= M\,N$, somit ist

$N = tg\alpha$,

$$\frac{H_e}{H_c} = \frac{M}{M_r}$$

$$\frac{MN}{H_c} = \frac{M}{M_r}\ ; \qquad N = \frac{H_c}{M_r}\ .$$

Als Annäherung sei jede aufgezeichnete $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenlänge durch einen homogen magnetisierten, elliptischen Zylinder darge-

stellt, wobei seine Länge durch die Bandbreite bestimmt wird. Die X-Richtung sei die Bandlaufrichtung.

$X_o = \frac{\lambda}{2}$; $Y_o = d_s$ $\quad d_s$ ... Schichtdicke

$N_x = \frac{1}{1 + \frac{\lambda}{2d_s}}$

Für Längsmagnetisierung ist $N = N_x$

$d_s = \frac{\lambda_{min.}}{2} \cdot \frac{1}{\frac{M_r}{H_c} - 1}$ $\quad M_r$ stellt die Remanenz dar.

$\lambda_{min.}$ ist durch die Bandgeschwindigkeit und den Wiedergabekopf gegeben. Die kleinste, bei einer bestimmten Bandgeschwindigkeit noch abzutastende Wellenlänge muß gleich oder größer als die Spaltbreite des Wiedergabekopfes sein.

Die Aussteuerbarkeit und der Frequenzgang eines Bandes hängen in großem Maße von der Dicke der aktiven Schicht ab. Wird die Begußdicke vergrößert, so läßt sich das Band mehr aussteuern und der Klirrfaktor wird herabgesetzt, der Frequenzgang jedoch verschlechtert, denn mit einem kleiner werdenden Verhältnis der $\frac{\lambda}{2}$ -Magnete zur Schichtdicke steigt bei der Längsmagnetisierung der Entmagnetisierungsfaktor. Als weiterer Nachteil der größeren Schichtdicke kommt noch hinzu, daß für die Querkomponente der Entmagnetisierungsfaktor abnimmt und diese somit weniger geschwächt wird. Die Entmagnetisierungsfaktoren sind wellenlängenabhängig. Auf den Tonträger werden Frequenzen von 30 - 15 000 Hz aufgezeichnet. Dies entspricht bei einer Bandgeschwindigkeit von 76,2 $cm/_{sec}$ $\frac{\lambda}{2}$ -Magneten von 12 mm bis 25 µm. Dementsprechend ändern sich auch die Entmagnetisierungsfaktoren. In der Längsmagnetisierung des Bandes nehmen sie mit abnehmender Wellenlänge zu, d.h. die höheren Frequenzen werden mehr geschwächt. Die bei der Aufzeichnung ebenfalls auftretende, unwillkürliche, kleinere Querkomponente verhält sich umgekehrt: bei ihr verringert sich der Entmagnetisierungsfaktor mit abnehmender Wellenlänge. Er ist in den tiefen und mittleren Frequenzen

wesentlich größer als der, bei gleicher Wellenlänge der Längsmagnetisierung zugeordnete Entmagnetisierungsfaktor. Dies bedeutet, daß die Querkomponente stark geschwächt wird - und es kann beim Magnetophonverfahren mit hinreichender Genauigkeit nur von einer Längsmagnetisierung gesprochen werden.

Bei der Bandherstellung ist man bestrebt, die Schichtdicke auf ein Minimum zu reduzieren. Da λ min. festliegt, muß die Koerzitivkraft entsprechend der oben angeführten Formel herabgesetzt werden, wodurch allerdings der Selbstentmagnetisierungseffekt bei kleinen Wellenlängen mehr zur Wirkung kommt. Wird bei gegebenen λ min. und der ihm entsprechenden Koerzitivkraft die Schichtdicke zu klein gemacht, tritt Übersteuerung auf, da die notwendige remanente Magnetisierung nicht zu erreichen ist. Die Beschaffenheit der aktiven Schicht ist somit ein Kompromiß, der durch die Faktoren λ min., Koerzitivkraft und Schichtdicke bedingt wird.

b) Die innere Selbstentmagnetisierung.

Durch die Unterteilung des aktiven Materials - d.h. durch seine Pulverisierung - kann die äußere Selbstentmagnetisierung, hervorgerufen durch die $\frac{\lambda}{2}$ -Magnete, wesentlich herabgesetzt werden [2], [17]. Damit wird die Schwächung der hohen Frequenzen vermindert. Es ergeben sich somit zwei entmagnetisierende Feldstärken, eine Wellenlängen-abhängige, äußere $\mathfrak{H}_a$ und eine, von der Anisotropie des Partikelchens abhängige innere Feldstärke $\mathfrak{H}_i$. Das gesamte, entmagnetisierende Feld $\mathfrak{H}_{ges}$ setzt sich vektoriell zusammen. Die entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren sind N_a und N_i.

$-\mathfrak{H}_a = -N_a \cdot \mathfrak{M}_t$ $\quad$ $\mathfrak{M}_t$...Magnetisierung des Tonträgers

$-\mathfrak{H}_i = -N_i \cdot \mathfrak{M}_p$ $\quad$ $\mathfrak{M}_p$...Magnetisierung des Partikels

$-\mathfrak{H}_{ges} = -\mathfrak{H}_a - \mathfrak{H}_i$ $\quad$ $\mathfrak{H}_{ges}$...gesamt-entmagnetisierendes Feld

Das Verhältnis der Magnetisierung des Tonträgers zu der des Partikelchens wird proportional der Volumenkonzentration v sein. Setzt man als Näherung:

$$v = \frac{\mathfrak{M}_t}{\mathfrak{M}_p}$$

so ist $-\mathcal{J}_{ges} = -\mathcal{M}_r (N_a \cdot v + N_i)$.

Das äußere, entmagnetisierende Feld tritt nur zu einem Bruchteil in Erscheinung. Die Wellenlängen-abhängige, äußere Entmagnetisierung schwächt das aufgesprochene Signal, die innere Entmagnetisierung schwächt Rauschpegel und Signal. Die Dynamik pulverisierter Tonträger wird daher größer sein, als die massiver Tonträger, da bei diesen nur eine Schwächung des Signals eintritt.

Der Entmagnetisierungsfaktor hängt allgemein von der Gestalt der zu magnetisierenden Körper ab. Eine exakte Festlegung der beiden Faktoren N_a und N_i ist nicht möglich. Die Magnetitpartikelchen sind Kuben, die mit guter Annäherung als Kügelchen angesehen werden können, ihr Entmagnetisierungsfaktor ist dann $N_i = \frac{4\pi}{3}$.

Die Bestimmung von N_a aus dem $\frac{\lambda}{2}$ -Magnet ist nur eine Annäherung. Es kann nicht angenommen werden, daß im Volumen des betrachteten $\frac{\lambda}{2}$ -Magneten das Magnetitpulver völlig gleichmäßig verteilt ist. Es werden sich vielmehr durch den Begußvorgang Klümpchen unterschiedlicher Größe aus Partikelchen mit verschiedener Koerzitivkraft bilden. Dadurch wird der absolute Betrag der Magnetisierung der $\frac{\lambda}{2}$ -Magnete verschieden sein. Trotz gleicher Wellenlänge werden somit ungleiche entmagnetisierende Felder hervorgerufen, die u.a. auch einen Beitrag zum Modulationsrauschen liefern. Man versteht darunter Remanenzschwankungen des Bandes, die durch Remanenzunterschiede der einzelnen Partikelchen innerhalb der magnetischen Schicht hervorgerufen werden.

c) Entmagnetisierung durch das HF-Vormagnetisierungsfeld.

Für die Darstellung der Löschung durch das HF-Feld wird ein einwelliges Signal vorausgesetzt [18] . Dabei wird für eine lange Wellenlänge angenommen, daß der $\frac{\lambda}{2}$ -Magnet mit der effektiven Spaltbreite übereinstimmt. Über der Spaltmitte haben beide Felder ihr Maximum (Abb. 19).

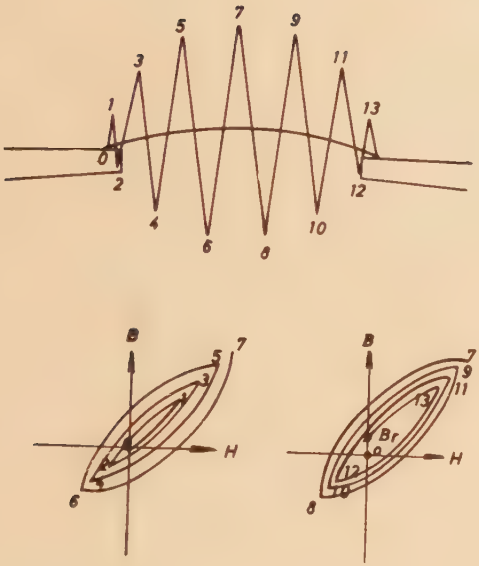


Abb. 19

Bis zur Spaltmitte werden die Hysteresisschleifen 0,1,2...7 durchlaufen; das NF-Feld bewirkt in diesem Fall eine Asymmetrie nach oben. Bewegt sich das Partikelchen in Richtung ablaufender Kante, so werden die Schleifen 7,8...B_r durchlaufen, bis die Aufsprechbedingung erfüllt ist. Die Schleifen werden zu Lanzetten, die mit abnehmendem HF-Feld immer dünner werden. Wenn das HF-Feld abgeklungen ist, stellt sich die Remanenz B_r ein, die dann proportional dem NF-Strom ist. Dieser Remanenzwert liegt tiefer als B_r', den die Hysteresisschleife liefern würde, wenn sie symmetrisch wäre und wenn

bei gleich großer Felderregung dieselbe maximale Induktion erzeugt würde (Abb. 20).

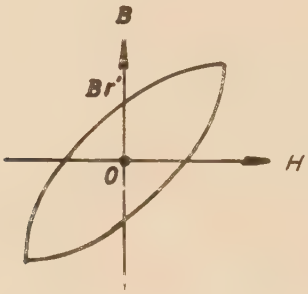


Abb. 20

Durch die Wirkung des HF-Feldes kann ein bereits aufgezeichnetes Signal teilweise gelöscht werden. Dies wird dann eintreten, wenn ein Partikelchen so im Band eingebettet ist, daß das NF-Feld der auflaufenden Kante gerade die Aufsprechbedingung erfüllen kann. Über der Spaltmitte findet keine Aufzeichnung statt, erst die ablaufende Kante ist dazu wieder in der Lage. Sind die Phasenlagen der beiden Felder zueinander an beiden Spaltkanten gleich, so bleibt der, an der auflaufenden Kante erreichte Remanenzwert unverändert erhalten. Liegen hingegen die Felder an der ablaufenden Kante in Gegenphase, so wird an dieser Kante ein geringerer Remanenzwert erreicht; die an der auflaufenden Kante erfolgte Aufzeichnung wurde teilweise gelöscht. Herrscht an der auflaufenden Kante Gegenphase und an der ablaufenden Kante Gleichphasigkeit, so erbringt letztere den höheren Remanenzwert. In jedem Fall bestimmt die ablaufende Kante die endgültige Remanenz.

§ 8 Beeinflussung der Schallaufzeichnung durch Veränderung der Koerzitivkraft.

Nach dem Mahlen des Magnetits besitzen die einzelnen Partikelchen verschiedene innere Spannungen und - nach der

Spannungstheorie von R. BECKER [19]- unterschiedliche Koerzitivkraft. Ebenso fallen sie in Form und Größe ungleich aus. Es kann angenommen werden, daß bei der Bandherstellung Partikelchen von gleicher Form, aber unterschiedlicher Koerzitivkraft nebeneinander zu liegen kommen, oder aber Partikelchen, die in Form und Koerzitivkraft verschieden sind. In beiden Fällen tritt dann eine Reduktion der Koerzitivkraft ein. Die Reduktion, die abhängig ist vom prozentualen Anteil der Partikelchen kleinerer Koerzitivkraft bei gleicher Form, ist verschieden von der Reduktion, die sich bei unterschiedlicher Form einstellt (gleiches Mischungsverhältnis vorausgesetzt). Diese letztere Reduktion wird größer sein.

Bei experimentellen Untersuchungen [20] wurden 25 % Partikelchen mit einer Koerzitivkraft von 20 Oe mit solchen von 1200 Oe gemischt. Dabei konnte beobachtet werden, daß sich die Koerzitivkraft auf 500 Oe reduzierte. Die Form der Partikelchen war gleich. Bei einer Mischung kugelförmiger Partikelchen mit einer Koerzitivkraft von 500 Oe mit solchen von 3000 Oe und einer Form-Anisotropie von 1,5 : 1 ergab sich die gleiche Reduktion der Koerzitivkraft wie bei einer Mischung von nur kugelförmigen Partikelchen, in der - bei gleichem Mischungsverhältnis - das Verhältnis der Koerzitivkräfte 1 : 10 betragen hatte. In der Form ungleiche Partikelchen reduzieren also viel stärker. Die Reduktion der Koerzitivkraft innerhalb der magnetischen Schicht des Bandes wird dort eintreten, wo sich beim Begußvorgang Klümpchen gebildet haben. Aus den vorangegangenen Darlegungen ist zu schließen, daß an solchen Bandstellen der Aufsprechvorgang Veränderungen unterworfen ist.

Eine weitere Veränderung der Koerzitivkraft kann durch Lageänderung formanisotroper Partikelchen eintreten. Das Band unterliegt beim Transport, bei dem es von einer Gummi-Andruckrolle an die Achse des Tonmotors gepreßt wird, einem gewissen Walkprozeß, durch den die räumliche Lage des in der Magnetit-

schicht eingeschlossenen Partikelchens verändert werden kann. Bei Partikelchen, die Anisotropie bezüglich ihrer Form aufweisen, ändern sich die Entmagnetisierungsfaktoren nach der Verlagerung und somit auch die Entmagnetisierungsenergie.

Für die Entmagnetisierungsenergie gilt [8] :

$$E_{ent} = \frac{N \cdot M_s^2}{2}$$

Es sei angenommen: ein Partikelchen ist so in der magnetisch aktiven Schicht eingebettet, daß seine lange Achse mit der Bandlaufrichtung übereinstimmt. Bei Längsmagnetisierung liegt das in dieser Schicht herrschende Feld H_o parallel der großen Achse des Partikelchens.

Ist N_o ... Entmagnetisierungsfaktor in der Hauptachse
$N_\perp$ ... Entmagnetisierungsfaktor in der Senkrechten zur Hauptachse, so ist
$N_o \leqq N_\perp$

Die Entmagnetisierungsenergie setzt sich aus den Komponenten der entmagnetisierenden Felder zusammen:

$$E_{ent} = \frac{1}{2} \cdot M_s^2 \cdot (N_o \cdot \cos^2 \vartheta + N_\perp \cdot \sin^2 \vartheta)$$

Mit der Energie des angewandten Feldes ergibt sich eine Gesamtenergie:

$$E_{mag} = \frac{1}{2} \cdot M_s^2 \cdot (N_o \cdot \cos^2 \vartheta + N_\perp \cdot \sin^2 \vartheta) + H_o \cdot M_s \cdot \cos \vartheta$$

Die Energie wird ein Minimum bezüglich ϑ, wenn

$$\frac{\partial E_{mag}}{\partial \vartheta} = 0 = M_s^2 \cdot (N_\perp - N_o) \cdot \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta - H_o \cdot M_s \cdot \sin \vartheta$$

ist. Bei $\vartheta = 0$ ergibt sich H_c zu:

$$H_c = M_s \cdot (N_\perp - N_o).$$

Eine Änderung der angenommenen Lage verkleinert die Differenz der Entmagnetisierungsfaktoren und setzt somit H_c herab, was zwar eine leichtere Löschbarkeit des Bandes bedeutet, aber auch eine Verminderung der Kopierdämpfung mit sich bringt.

Bei einem ferromagnetischen Material mit positiver Magnetostriktion bewirkt eine Zugspannung eine Ausrichtung der

WEISSschen Bezirke in Richtung des Zuges. Die Richtung des Zuges führt, bei entsprechender Größe der Spannung, zur Ausbildung einer Vorzugsrichtung. Liegt die Magnetisierung M_s in Richtung der Zugspannung, so kann, nach R. BECKER, die Spannungsenergie, die aufgewendet werden muß um M_s um den Winkel ϑ herauszudrehen, geschrieben werden:

$$E_\sigma = \frac{3}{2} \lambda_s \cdot \sigma \cdot \sin^2 \vartheta \quad \ldots \text{ bei isotroper Magnetostriktion}$$

$\lambda_s \ldots$ Magnetostriktionskonstante

Schließt das angelegte Feld H_o den Winkel ϑ mit M_s ein, so ist die gesamte Energie:

$$E_{ges} = \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \sin^2 \vartheta + H_o \cdot M_s \cdot \cos \vartheta$$

Die Energie ist ein Minimum bezüglich ϑ :

$$\frac{\partial E_{ges}}{\partial \vartheta} = 0 = 3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta - H_o \cdot M_s \cdot \sin \vartheta$$

$$3 \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos \vartheta = H_o \cdot M_s$$

$$H_o = \frac{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos \vartheta}{M_s}$$

Dies ist ein Maximum und gleich H_c; wenn $\vartheta = 0$ wird

$$H_c = \frac{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma}{M_s}$$

Resultiert die Koerzitivkraft aus der Längsspannung, so ändert sie sich mit dieser.

Abschließend sei zusammengefaßt, daß die Koerzitivkraft des Bandes bestimmt wird durch die Einlagerung heterogener Teilchen in das Kristallgitter des Eisenoxydes (Fremdkationen), die statistische Verteilung der Partikelchen beim Beguß-vorgang, die unterschiedliche Koerzitivkraft der einzelnen Partikelchen und durch mechanische Spannungen, hervorgerufen durch den Transportmechanismus.

Tritt beim besprochenen Band eine Reduktion der Koerzitivkraft ein, so steigt der Kopiereffekt. Man versteht darunter einen Vorgang, bei dem innerhalb eines Bandwickels ein stark aufgesprochenes Signal auf die vor und hinter ihm liegende

Bandwindung kopiert wird. Bei der Abspielung tritt dieser Kopiereffekt als störendes Vor- und Nachecho in Erscheinung.

§ 9 Der Einfluß der Zyklenzahl des Hochfrequenz-Vormagnetisierungsfeldes auf die Remanenz.

Die Darstellung des Aufsprechvorganges, wie sie in der bisher erschienenen Literatur gegeben ist, muß als nicht ausreichend angesehen werden, da sie für verschiedene Effekte bei und nach der Aufsprache keine Deutung gibt.

Der Effekt beim besprochenen Band - er sei zuerst zitiert - besteht in einem allgemeinen Pegelverlust, dessen Wert bei den hohen Frequenzen steigt. In der später folgenden Betrachtung der Meßergebnisse wird nachgewiesen, daß er nur durch mechanische Beanspruchung hervorgerufen wird. Das Problem des Pegelverlustes an sich ist ein ferromagnetisches; die Ursache des größeren Verlustes der hohen Frequenzen muß jedoch schon im Aufzeichnungsvorgang gesucht werden. Die folgenden Ausführungen legen dar, welche Bedeutung bei der Aufsprache der bisher nicht berücksichtigten Scherung und dem Verlauf der Hysteresisschleife - der als Stabilisierungs- und Symmetrierungsvorgang zu werten ist - zukommt.

Wenn eine ferromagnetische Substanz einem Wechselfeld ausgesetzt wird, so ist der Zusammenhang zwischen erregendem Feld und Magnetisierung nicht linear; er unterliegt der Hysteresiserscheinung. Die durch das Wechselfeld sich ergebenden Hysteresisschleifen sind nicht geschlossen und auch nicht symmetrisch bezüglich der H-Achse. Erst nach einer gewissen Zyklenzahl des Wechselfeldes tritt Symmetrie ein, (Abb. 21). Für den Aufsprechvorgang ergibt sich daraus (Abb. 22): Das überlagerte HF-Feld erzeugt asymmetrische Hysteresisschleifen, die nach Überschreiten des maximalen Spaltfeldes tiefer sinken. Hier setzt die Symmetrierung um den später aufgezeichneten Remanenzpunkt ein und nach Erreichen des Aufsprechpunktes beginnt - gemäß der Darstellung auf Seite 17 - der Stabilisierungsprozeß.

Abb. 21

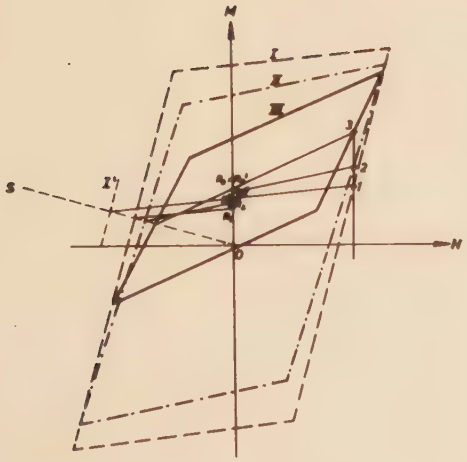


Abb. 22

Die Umkehrpunkte der Schleifen liegen entlang der Grenzhysteresisschleife I. Mit dem Gleiten der Umkehrpunkte längs der Grenzhysteresisschleife findet gleichzeitig ein Drehen der durchlaufenen Hysteresisschleifen statt. Für eine kleine aufgezeichnete Wellenlänge sei die Gültigkeit der Scherungsgeraden S angenommen. Wird für die Darstellung des Aufsprechvorganges - wie sie WESTMIJZE [9] durchführt - nur die Grenzhysteresisschleife herangezogen, so zeigt sich, wenn bei Punkt 1 die Aufsprechbedingungen erfüllt sind, daß die aufgezeichnete Remanenz höchstens R_1 werden kann. Tatsächlich kommt aber die Grenzhysteresisschleife für die Aufzeichnung nicht in Frage. Erst mit dem Zusammenschrumpfen der Hysteresisschleife beginnt die Aufzeichnung. Für die zusammengeschrumpfte Schleife II beginnt bei Punkt 2 die Aufsprache mit der ihr zugehörigen Remanenz R_2, die Schleife III liefert die Remanenz R_3. Die Deutung des Aufsprechvorganges mit der Grenzhysteresisschleife ist nicht hinreichend, da die damit zu erzielende Remanenz zu gering wäre.

Bei der Untersuchung des Aufsprechvorganges an einer makroskopischen Probe durch SCHWANTKE [21], bei der ein 50 Hz Wechselfeld als quasi-HF-Feld benützt wurde, konnte dieser darauf hinweisen, daß die aufgezeichnete Remanenz höher liegt als bei dem Modell von WESTMIJZE [9]. Allerdings war bei dieser Untersuchung darauf verzichtet worden noch den Einfluß der Amplitude und der Zyklenzahl des HF-Feldes, sowie die Scherung zu berücksichtigen.

Aus Abb. 22 ist zu entnehmen, daß - bedingt durch die Scherung - bei der Schleife I nur R_1 aufgezeichnet werden kann. Die dem NF-Signal proportionale Remanenz müßte R_1' sein. Um diese Remanenz aufzeichnen zu können reicht die Grenzhysteresisschleife I nicht aus, sie sollte die Größe von I' haben. Ein entsprechendes NF-Signal würde daher zu gering aufgezeichnet. Stehen so viele HF-Zyklen zur Verfügung, daß bis zu Beginn der Aufzeichnung - Punkt 2 - die Schleife II durchlaufen werden kann, so wird sich zwar eine größere Remanenz R_2 einstellen, aber für eine proportionale Aufzeichnung wäre R_2' notwendig. Erst wenn die Frequenz des Vormagnetisierungs-

feldes so gesteigert wird, daß bis zu Beginn der Aufzeichnung die Schleife III durchlaufen werden kann, liefert der Aufzeichnungspunkt 3 eine, dem NF-Signal proportionale Remanenz $R_3 = R'_3$.

Aus dieser erweiterten Darstellung des Aufsprechvorganges läßt sich auch die Erklärung der erschwerten Aufzeichnung eines rasch ansteigenden NF-Signals (z.B. Rechteckschwingung) geben. Wird durch ein solches NF-Signal die HF-Amplitude so hoch angehoben, daß sie die Grenzhysteresisschleife durchläuft so ist für die Symmetrierung eine größere Zyklenzahl des HF-Feldes notwendig,als für jedes beliebige andere Signal. Eine Vormagnetisierungsfrequenz von 80 kHz reicht z.B. gerade noch aus für die Aufzeichnung einer Rechteckspannung mit kleiner Amplitude; um größere NF-Amplituden aufzeichnen zu können, erscheint es zweckmäßig, die Frequenz der Vormagnetisierung zu steigern. Um aber die linearisierende Wirkung des HF-Feldes zu erreichen, muß zwischen NF und HF ein bestimmtes Amplitudenverhältnis bestehen, d.h. die Aufzeichnung einer großen NF-Amplitude bedingt eine Erhöhung des HF-Stromes. Dabei kann der Fall eintreten, daß die HF-Amplitude wieder in den Bereich der Grenzhysteresisschleife kommt. Dies kann vermieden werden, wenn für die Aufzeichnung ein Band mit hoher Sättigungsfeldstärke verwendet wird.

§ 10 Der Einfluß des HF-Feldes auf den Klirrfaktor.

Ein weiterer Einfluß des HF-Feldes drückt sich im Verlauf der Klirrfaktorkurve aus. Bei der Darstellung der idealen oder teilweise idealen Magnetisierung wurde erwähnt, daß das überlagerte HF-Feld eine Linearisierung bewirkt. Voraussetzung dafür ist jedoch ein bestimmtes Amplitudenverhältnis zwischen NF-Feld und HF-Feld. Beim Erreichen dieses optimalen Verhältnisses muß die Klirrfaktorkurve, aufgenommen bei konstantem NF-Strom und verändertem HF-Strom ein Minimum zeigen.

Der kubische Klirrfaktor k_3 in Abhängigkeit vom Vormagneti-

sierungsstrom i_{HF} bei konstantem NF-Strom, zeigt einen eigenartigen Verlauf (Abb. 23):

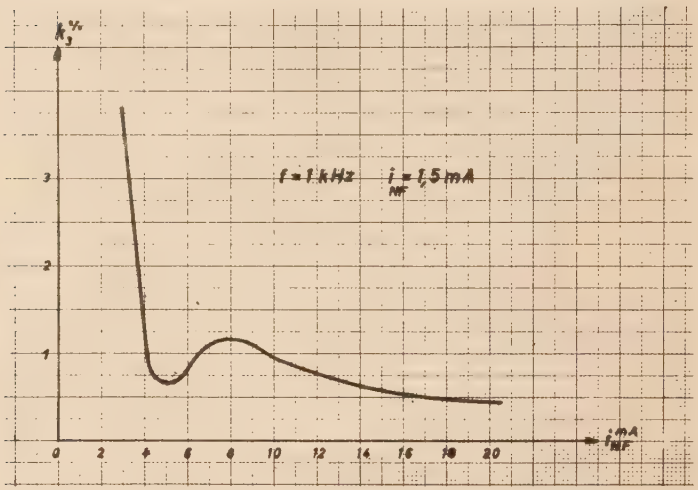


Abb. 23

Mit zunehmendem HF-Strom sinkt k_3 zunächst und erreicht ein erstes Minimum. Bei Steigerung des HF-Stromes nimmt k_3 wieder zu, um bei nochmaliger Erhöhung des HF-Stromes in ein breites Minimum überzugehen. Es ergeben sich also zwei Minima.

Dieser Verlauf des kubischen Klirrfaktors läßt sich bezüglich der ferromagnetischen Vorgänge folgendermaßen deuten:

Bei konstantem NF-Feld, aber steigendem HF-Feld tritt eine vorzeitige Auslösung von Sprungprozessen ein. Die Linearisierung beginnt und der Klirrfaktor sinkt solange, bis durch das veränderte Amplitudenverhältnis die negativen Zyklen des HF-Feldes die von den positiven Zyklen ausgelösten Sprünge wieder rückgängig machen. Die Linearisierung geht wieder zurück und k_3 steigt. Wird das HF-Feld weiter vergrößert, so wird der Punkt am Band, an dem die Aufzeichnung

erfolgt, weiter von der Spaltkante des Sprechkopfes in Bandlaufrichtung hinweggedrückt. Dort ist der Einwirkungsbereich des Sprechkopfes auf das Band bereits geringer geworden, ebenso hat das NF-Feld mit dem überlagerten HF-Feld abgenommen. Es tritt wieder ein optimales Amplitudenverhältnis ein und k_3 zeigt ein breit ausgeprägtes Minimum. Bei der magnetischen Schallaufzeichnung wird der Arbeitsbereich so gewählt, daß der Vormagnetisierungsstrom innerhalb dieses Minimums liegt.

IV Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse.

A. Untersuchungen über mechanische Beanspruchung eines besprochenen Bandes.

§ 1 Der Pegelabfall.

Sämtliche Untersuchungen wurden mit einem bei den deutschen Rundfunkanstalten gebräuchlichen Magnetophon T 9U durchgeführt. Für die Messungen wurden teils Bandwickel, teils Bandschleifen gewählt. Bei Verwendung eines Bandwickels wurde das unbesprochene Band auf dem linken Wickelteller WT_l (Abb. 24) eingespannt und über die Umlenkrollen Ur_1, die zur Bandführung und Laufberuhigung dienen, vor dem Löschkopf LK, Sprechkopf SK und Hörkopf HK vorbeigeführt. Unmittelbar hinter dem Hörkopf sitzt der Tonmotor TM (Synchronmotor), dessen Wellenstumpf aus der Grundplatte bis in die Höhe der Bandführung herausragt. Durch eine Gummirolle Gu wird das Band mit einer Druckkraft von 1,2 kp an den Wellenstumpf gepreßt und dadurch bei laufendem Motor fortbewegt. Nach Passieren einer weiteren Umlenkrolle Ur_2 läuft das Band am rechten Wickelteller WT_r auf, der ebenso wie der linke durch einen eigenen Motor angetrieben wird. Das Band wurde mit einem Tongenerator über Aufsprechverstärker und Sprechkopf mit

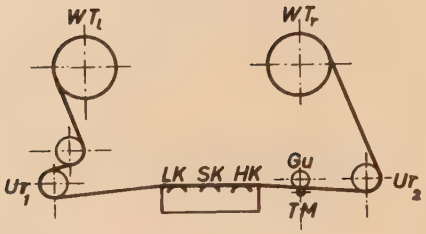


Abb. 24

einem definierten Pegel besprochen und dieser sofort mittels Hörkopf und Wiedergabeverstärker einem Quotientenmesser zugeführt. Dieser, vor jeder Beanspruchung des Bandes, abgetastete Pegel bildete den Ausgangspunkt für die Messungen. Ein besprochenes Band unterliegt hinter dem Hörkopf beim Weiterlaufen verschiedenen mechanischen Beanspruchungen. Das Maximum der Beanspruchung tritt zwischen Gummirolle und Welle des Tonmotors auf. Nach ausreichender Länge wurde das besprochene Band zurückgespult und abgespielt. Dabei zeigte sich ein erheblicher Pegelabfall. Jedes weitere Abspielen bewirkte eine weitere Verringerung des Pegels, jedoch war der jeweilige Verlust geringer, als nach der ersten Abspielung.

Die Messung wurde mit Bandschleife (Abb. 25) wiederholt und brachte die gleichen Ergebnisse. Dies bestätigte die Vermutung, daß die entscheidende Beeinflussung durch mechanische Beanspruchung zwischen Tonmotor und Gummi-Andruckrolle stattfindet. Für die weiteren Messungen konnte deshalb eine Bandschleife von ca 7 m verwendet werden. Der Vorteil dieser Meßanordnung liegt darin, daß kein Rückspulen des Bandes nötig ist. Bei der Aufsprache wurde wieder der Bezugspunkt am Quotientenmesser eingestellt und, nach Durchlauf der ganzen Bandschleife, das Magnetophon ohne Anhalten sofort auf "Wiedergabe" geschaltet.

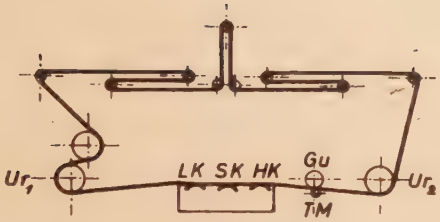


Abb. 25

Der größte, relative Abfall ist zwischen der unmittelbaren Abtastung nach der Aufsprache und der ersten Abspielung zu verzeichnen, wenn ein Bandelement einmal den ganzen Transportmechanismus passiert hat. Die Deutung dafür läßt sich aus der Spannungstheorie des Ferromagnetismus ableiten. Durch den Aufsprechvorgang wird die Magnetisierung M_s eines Partikelchens innerhalb des Bandes festgelegt. Die dem aufgesprochenen Signal proportionale Magnetisierung wird am Quotientenmesser registriert. Beim Bandtransport unterliegt das Partikelchen zwischen Gummi-Andruckrolle und Achse des Tonmotors einer sehr starken Beanspruchung, wodurch in ihm erhebliche, innere, mechanische Spannungen auftreten, welche die Magnetisierung M_s, die vorher in einer kristallographischen Vorzugslage war, in die Richtung der inneren Spannung σ_i drehen. Weiter kann sich die Lage des Partikelchens innerhalb des Bandes ändern. Damit ändert sich auch die Lage der Vorzugsachsen und, wenn in diesen die Magnetisierung liegt, die Richtung der Magnetisierung zur Bandlaufrichtung. Bei jeder weiteren Abspielung wird die relative Änderung der Magnetisierung, trotz gleichbleibender mechanischer Beanspruchung, geringer.

Wenn für die Magnetisierung eines Partikelchens die Kristallenergie bestimmend war, so läßt sich die Änderung der Magne-

tisierung durch Lageänderung des Partikelchens - wenn es z.B. aus zwei WEISSschen Bezirken besteht - in der folgenden Form angeben [20] :

$$\Delta M = V_1 M_s \cdot \Delta(\cos \vartheta_1) + V_2 \cdot M_s \cdot \Delta(\cos \vartheta_2)$$

wobei $\Delta(\cos \vartheta_1)$ bzw. $\Delta(\cos \vartheta_2)$ die Änderung des Richtungscosinus bedeutet. V_1 und V_2 stellen die Volumina der Bezirke und ϑ_1 bzw. ϑ_2 die Winkel dar, welche die Magnetisierung dieser Bezirke mit der Bandlaufrichtung einschließt (Abb. 26).

Abb. 26

Die Magnetisierung ändert sich durch Drehung der spontanen Magnetisierung der einzelnen WEISSschen Bezirke.

Eine auftretende innere Spannung übt auf die Volumeneinheit der Magnetisierung ein bestimmtes Drehmoment aus (Abb. 27). Dieses ist nach BECKER:

$$M_\Theta = 3\lambda_s \cdot \sigma_i \cdot \sin\beta \cdot \cos\beta ,$$

wobei λ_s die Sättigungsmagnetostriktion darstellt, also die relative Längenänderung in Richtung des Feldes, bei Magnetisierung vom unmagnetischen Zustand bis zur Sättigung.

Für das Drehmoment des Feldes läßt sich ansetzen:

$$M_H = H \cdot M_s \cdot \sin \vartheta$$

$$\beta = \varepsilon - \vartheta$$

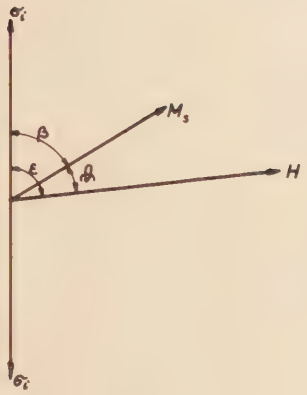


Abb. 27

Für die Gleichgewichtsbedingung gilt:

$$3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i \cdot \sin(\varepsilon - \vartheta) \cdot \cos(\varepsilon - \vartheta) = H \cdot M_s \cdot \sin\vartheta$$

Dies differenziert liefert:

$$3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i \left(\sin^2(\varepsilon - \vartheta) - \cos^2(\varepsilon - \vartheta)\right) \frac{d\vartheta}{dH} = M_s \cdot \sin\vartheta + H \cdot M_s \cdot \cos\vartheta \frac{d\vartheta}{dH}$$

Die Magnetisierungskomponente in der Feldrichtung ist:

$M_s \cos\vartheta$, somit die Änderung dieser Komponente in der Feldrichtung:

$$\frac{dM}{dH} = M_s \cdot \left(\frac{d}{dH} \cos\vartheta\right)_{\vartheta = \varepsilon} = -M_s \cdot \sin\varepsilon \cdot \left(\frac{d\vartheta}{dH}\right)_{\vartheta = \varepsilon}$$

Sind sehr starke Spannungen vorhanden, legen diese die Vorzugslage fest; es geht $\vartheta \to \varepsilon$, somit wird

$$\left(\frac{d\vartheta}{dH}\right)_{\vartheta = \varepsilon} = -\frac{M_s \cdot \sin\varepsilon}{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i} - H \cdot M_s \cdot \cos\vartheta \frac{d\vartheta}{dH}$$

$$\left(\frac{d\vartheta}{dH}\right)_{\vartheta=\varepsilon} \cdot \left[1 + H \cdot M_s \cdot \cos\vartheta\right] = -\frac{M_s \cdot \sin\varepsilon}{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i}$$

Die Magnetisierungsänderung in Feldrichtung ergibt:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_s^2 \cdot \sin^2\varepsilon}{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i} \cdot \frac{1}{1 + H \cdot M_s \cdot \cos\vartheta}$$

Bei sehr großen Feldern ist somit die Änderung der Magnetisierung durch mechanische Beanspruchung des Bandes gering. Je kleiner der aufgesprochene Pegel jedoch wird, umso größer wird der erste Pegelabfall sein. Dies läßt sich meßmäßig nachweisen und ist auf Abb. 28, 29, und 30 dargestellt. Dieser beschriebene Pegelabfall wird bestimmt von der Größe der Vormagnetisierung und der aufgesprochenen NF-Amplitude.

Zunächst lag die Vermutung nahe, der Pegelabfall der ersten Abspielung sei ein Zeiteffekt. Bei den Meßreihen, die in den Abb. 31 - 35 festgehalten sind, wurde ein magnetisch-weiches Band mit einer Koerzitivkraft von 157 Oe verwendet. Dieses Band zeigte größere Pegelabfälle und zunächst sollte untersucht werden, ob die Lagerzeit in sie eingeht und inwieweit die Lagertemperatur von Einfluß ist.

Abb. 31 zeigt ein Agfa MF-Band, welches, mit einem Pegel von + 6 dB, mit den Frequenzen 60 Hz, 1 kHz und 10 kHz besprochen und, bei einer Lagertemperatur von 20°C, über einen Zeitraum von 15 Tagen kontrolliert wurde.

Als Pegel "0" oder Normalpegel bezeichnet man die Klemmenspannung, die ein Generator von 1 mW an einen Außenwiderstand von 600 Ohm abgibt, wenn sein Innenwiderstand ebenfalls 600 Ohm beträgt. Die Größe dieser Klemmenspannung ist 775 mV.

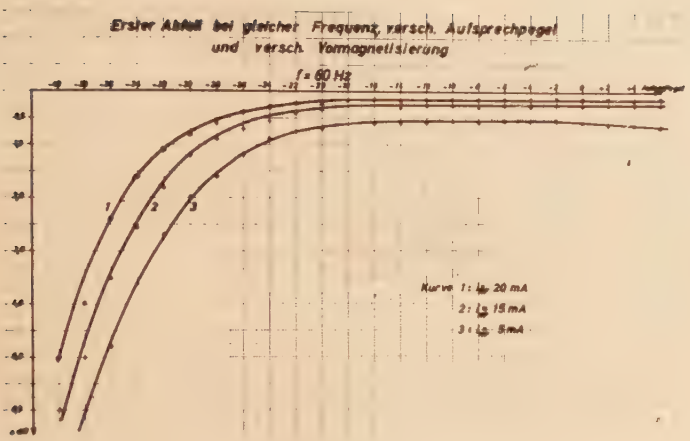

Erster Abfall bei gleicher Frequenz, versch. Aufsprechpegel
und versch. Vormagnetisierung
f = 60 Hz
Kurve 1: I_{ge} 20 mA
2: I_{ge} 15 mA
3: I_{ge} 5 mA

Abb. 28

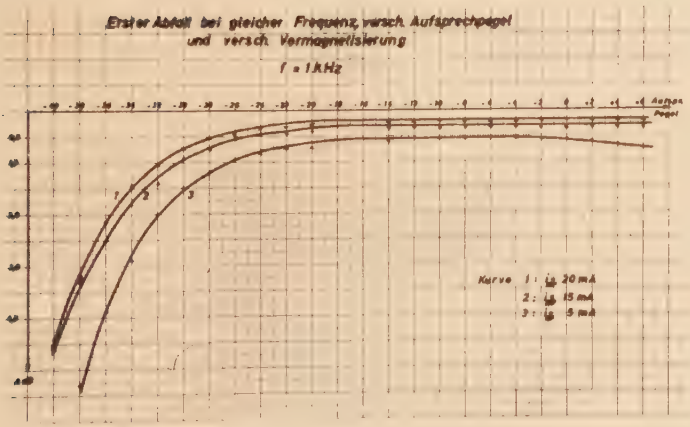

Erster Abfall bei gleicher Frequenz, versch. Aufsprechpegel
und versch. Vormagnetisierung
f = 1 kHz
Kurve 1: I_{ge} 20 mA
2: I_{ge} 15 mA
3: I_{ge} 5 mA

Abb. 29

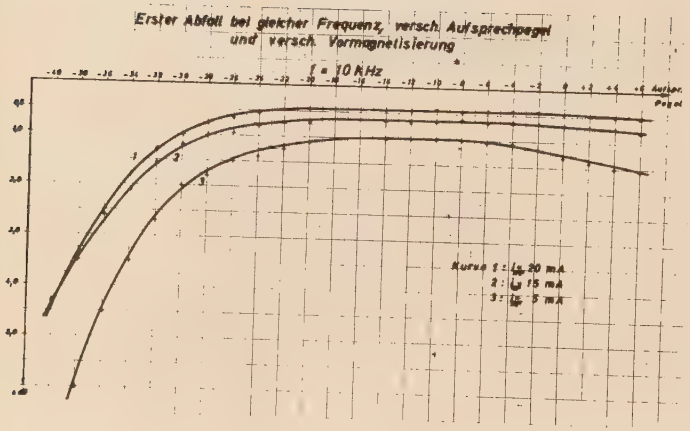

Erster Abfall bei gleicher Frequenz, versch. Aufsprechpegel
und versch. Vormagnetisierung
f = 10 kHz
Kurve 1 : i_{ss} 20 mA
2 : i_{ss} 15 mA
3 : i_{ss} 5 mA

Abb. 30

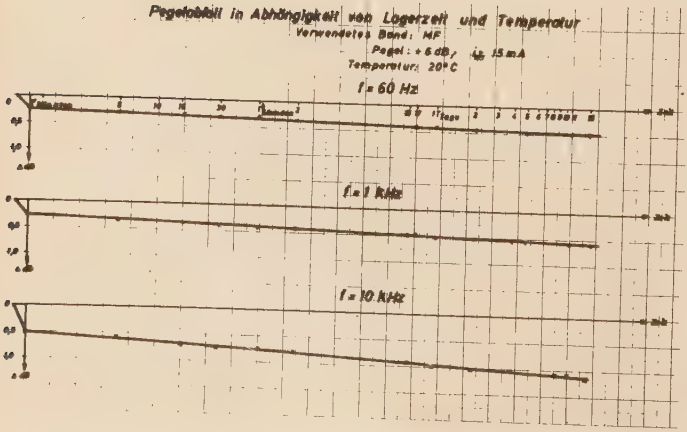

Pegelabfall in Abhängigkeit von Lagerzeit und Temperatur
Verwendetes Band: MF
Pegel: + 6 dB/ i_{ss} 15 mA
Temperatur: 20°C
f = 60 Hz
f = 1 kHz
f = 10 kHz

Abb. 31

Abb. 32 zeigt die Wiederholung der Messung von Abb. 31 bei veränderter Temperatur. Das Band war + 35 ^{o} C ausgesetzt worden. Die Meßwerte stimmen fast überein. Erst bei 10 kHz ergaben sich kleine Abweichungen, die jedoch auf die Inhomogenität des Bandes zurückzuführen sein dürften, da hohe Frequenzen nur in der äußeren Bandoberfläche aufgezeichnet werden.

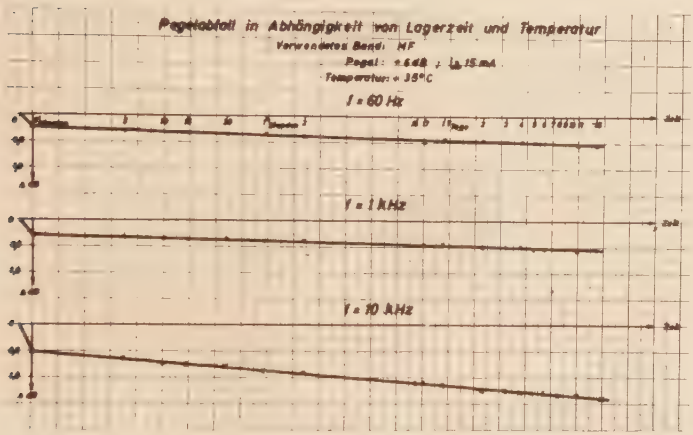


Abb. 32

Abb. 33 und 34 unterscheiden sich von den vorangehenden Meßreihen nur dadurch, daß mit 0 dB aufgesprochen wurde. Die erzielten Ergebnisse entsprechen denen von Abb. 31 und 32.

Auf Abb. 35 ist der erste Pegelabfall in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt; er ist umso größer, je höher die Frequenz ist.

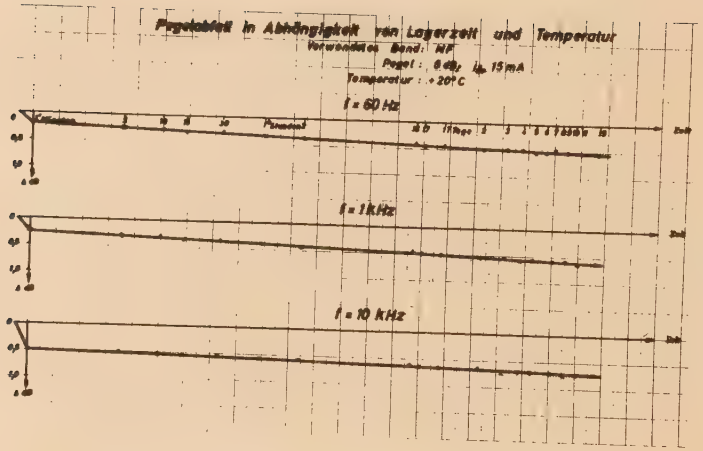

Pegelabfall in Abhängigkeit von Lagerzeit und Temperatur
Verwendetes Band: MF
Pegel: 0 dB, I= 15 mA
Temperatur: +20°C
f = 60 Hz
f = 1 kHz
f = 10 kHz

Abb. 33

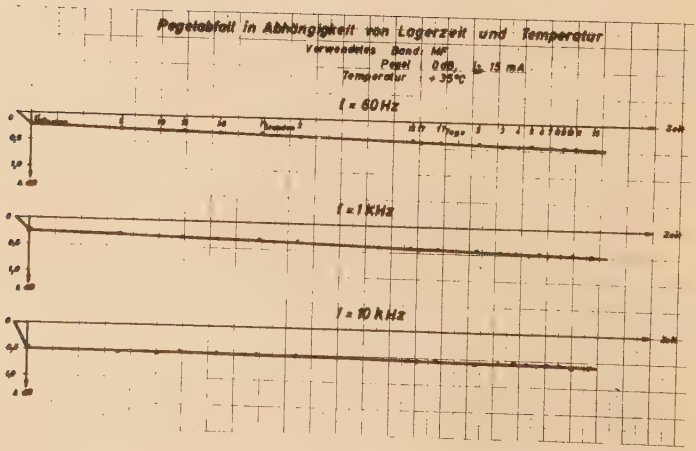

Pegelabfall in Abhängigkeit von Lagerzeit und Temperatur
Verwendetes Band: MF
Pegel: 0 dB, I= 15 mA
Temperatur: +35°C
f = 60 Hz
f = 1 kHz
f = 10 kHz

Abb. 34

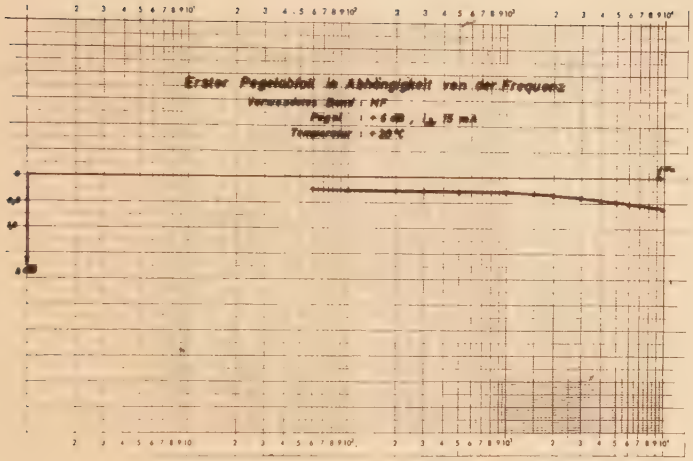


Abb. 35

Um festzustellen, welchen Einfluß beim besprochenen Band die Lagerzeit hat, wurden von einer Bandcharge zwei Proben unter den gleichen Voraussetzungen mit 1 kHz besprochen (Abb. 36). Beide Bänder wurden nach der Aufsprache sofort einmal abgespielt, um den ersten Pegelabfall zu registrieren. Eine Bandprobe wurde nach einer Lagerzeit von 5, 10 und 15 Minuten abgespielt, d.h. der ersten Abspielung folgten innerhalb von 30 Minuten drei weitere Abspielungen. Die zweite Bandprobe wurde nach der ersten Abspielung in 30 Minuten 500 mal abgespielt und nach jedem zehnten Durchlauf der Pegelabfall gemessen. Die Messung zeigt, daß innerhalb der gleichen Zeit, die Bandprobe mit 500 Abspielungen den doppelten Pegelabfall aufweist. Somit ist für den Pegelabfall die Lagerzeit von untergeordneter Bedeutung. Der Hauptanteil am Pegelverlust des besprochenen Bandes kommt der mechanischen Beanspruchung durch den Transportmechanismus zu.

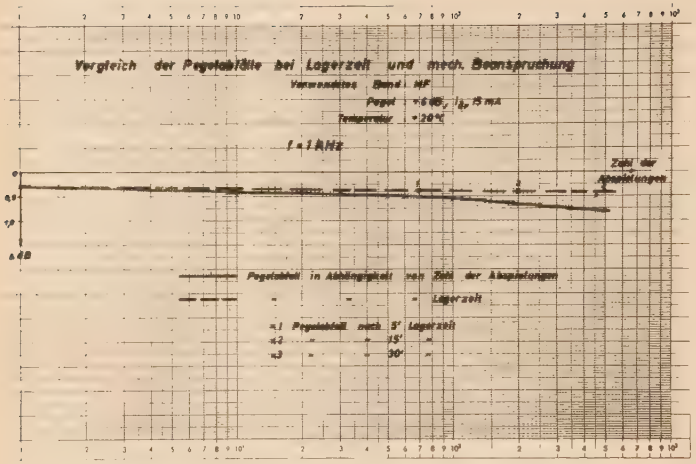


Abb. 36

Noch eindeutiger ist in der Meßreihe von Abb. 37 zu erkennen, wie sehr die mechanische Beanspruchung Ursache der Pegelabfälle ist. Drei gleiche Bandproben wurden unter den gleichen Bedingungen mit den Frequenzen 60 Hz, 1 kHz und 10 kHz besprochen und nach der Aufnahme sofort abgespielt, um den ersten Pegelabfall zu messen. Nun wurde eine Bandprobe jeder Frequenz während 15 Tagen täglich abgespielt; die zweite erstmals nach 7 Tagen und nach weiteren 7 Tagen nochmals, also innerhalb 15 Tagen einschließlich der ersten Abspielung insgesamt dreimal. Die dritte Bandprobe wurde erst nach 15 Tagen abgespielt, also nach der Aufsprache zweimal. Es zeigte sich auch bei diesem Versuch, daß nur die Zahl der Abspielungen die Pegelabfälle hervorruft. Damit konnte es als erwiesen gelten, daß die Zeit nicht als Ursache für Pegelabfälle anzusehen ist.

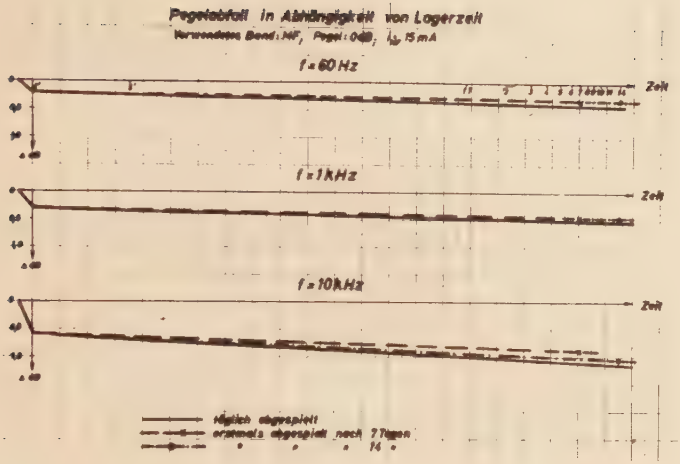


Abb. 37

Zur Erhärtung der vorangegangenen Versuchsreihen, aufgrund derer die Pegelabfälle als Folge der mechanischen Beanspruchung des Bandes erklärt wurden, wurden noch einige Meßreihen mit einem Oerstedmeter der Firma FÖRSTER durchgeführt. Beim ersten Versuch wurde ein Band mit + 6 dB besprochen, als Meßfrequenz wurden 200 Hz gewählt, damit durch eine genügend lange Wellenlänge ein genaueres Ablesen möglich war. Unmittelbar nach der Aufsprache wurde der Pegel am Oerstedmeter gemessen und dann das Band 13 Stunden lose gelagert. Als der Pegel nach dieser Zeit wieder gemessen wurde, konnte kein Verlust festgestellt werden.

Abb. 38 zeigt drei Meßreihen, bei denen wieder 200 Hz mit einem Pegel von +6 dB auf das Band aufgesprochen wurden. Der Vormagnetisierungsstrom betrug einmal 5 mA, dann 15 mA und 20 mA. Nach der Aufsprache erfolgte sofort die Messung des Pegels am Oerstedmeter. Danach wurden die drei Bandproben

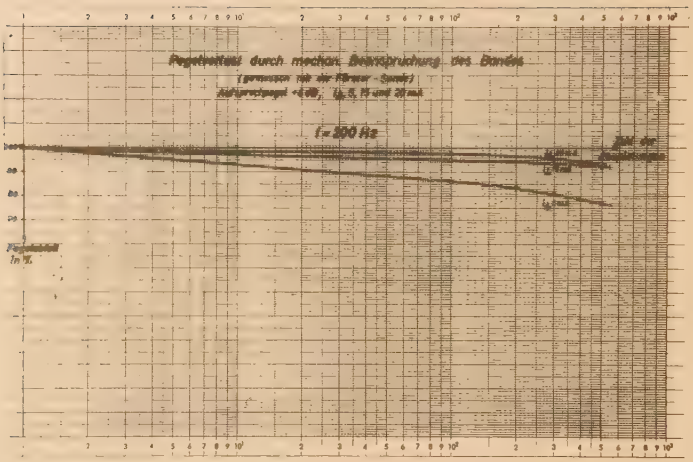


Abb. 38

innerhalb von 30 Minuten 500 mal abgespielt und nach jeder 100. Abspielung eine Pegelmessung druchgeführt. Wie erwartet, konnten Pegelverluste festgestellt werden, die bei dem, mit 5 mA Vormagnetisierungsstrom besprochenen Band am größten waren und mit zunehmender Vormagnetisierung sich verringerten. Die Deutung dafür läßt sich aus der Darstellung des Aufsprechvorganges ableiten: Mit zunehmendem Vormagnetisierungsstrom wird das HF-Feld größer und dadurch können für die Aufzeichnung auch Partikelchen mit größerer Koerzitivkraft herangezogen werden. Diese sind bezüglich ihrer mechanischen Beanspruchung stabiler als Partikelchen mit kleiner Koerzitivkraft, somit sind die Pegelabfälle bei höherer Vormagnetisierung geringer. Bei kleinem Vormagnetisierungsstrom wird für Partikelchen mit großer Koerzitivkraft die Aufsprechbedingung nicht erfüllt, die Differenz der Amplituden von HF-Feld und NF-Feld übersteigt nicht das kritische Feld.

Wird ohne Vormagnetisierung aufgesprochen und der Pegelabfall gemessen, so muß er gegenüber allen anderen Messungen am größten sein. Bei der Aufzeichnung können nur Partikelchen mit sehr kleiner Koerzitivkraft erfaßt werden. Ferner kommt als wichtiger Faktor hinzu, daß kein Stabilisierungsprozeß stattfinden kann, der für die Aufzeichnung nötig ist. Abb. 39 bestätigt dies mit zwei Meßreihen bei verschiedenen Frequenzen. Der Aufsprechpegel war in beiden Fällen 0 dB. Bei der ersten Meßreihe wurde ohne Vormagnetisierung aufgesprochen und nach dem ersten Abfall das Band dreimal abgespielt. Die zweite Meßreihe auf Abb. 39 zeigt die Pegelabfälle der gleichen Frequenzen, aber bei einem Vormagnetisierungsstrom von 15 mA. Die durch die Vormagnetisierung bedingte Abnahme des Pegelabfalls ist deutlich zu erkennen.

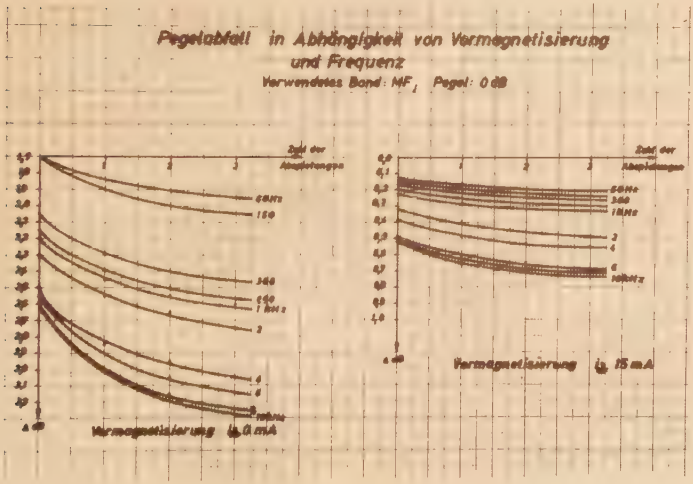


Abb. 39

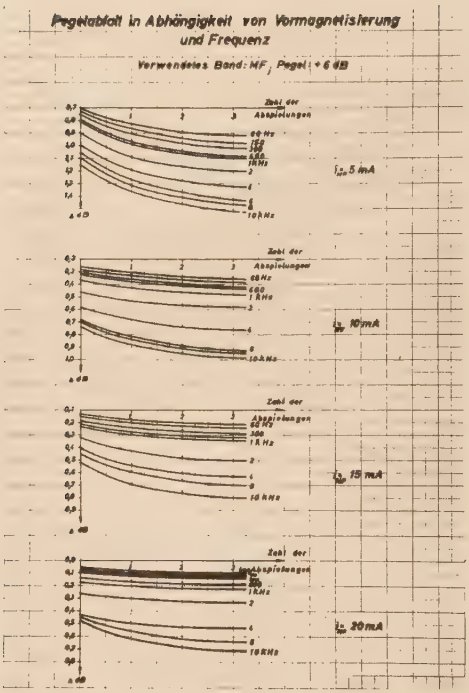


Abb. 40

Bei der Meßreihe, dargestellt auf Abb. 40, wurde mit einem Pegel von +6 dB aufgesprochen und der Vormagnetisierungsstrom von 5 zu 5 mA bis zu 20 mA gesteigert. Aus beiden Meßblättern geht hervor, daß der relative Pegelabfall von einer Abspielung zur nächstfolgenden geringer wird. Daraus ist zu schließen, daß beim ersten Durchlauf durch den Transportmechanismus des Magnetophons im Partikelchen eine mechanische Spannung erzeugt wird, deren Richtung mit der, von der Magnetisierung festgelegten Feldrichtung nicht zusammenfällt. Die Änderung der mechanischen Spannung wird mit jedem Durchlauf geringer; die größte Änderung der Magnetisierung eines Partikelchens ist daher nach der ersten Abspielung zu verzeichnen. Mit

Steigerung des Vormagnetisierungsfeldes werden magnetisch stabilere Partikelchen für die Aufzeichnung herangezogen. Es müssen demnach auch die Erstabfälle mit steigender Vormagnetisierung abnehmen.

Abb. 41 gibt diese Meßreihe wieder. Ausgehend von einem Vormagnetisierungsstrom von 5 mA wurden die Frequenzen 60 Hz, 1 kHz und 10 kHz mit einem Pegel von +6 dB aufgesprochen und der Vormagnetisierungsstrom wieder jeweils um 5 mA gesteigert.

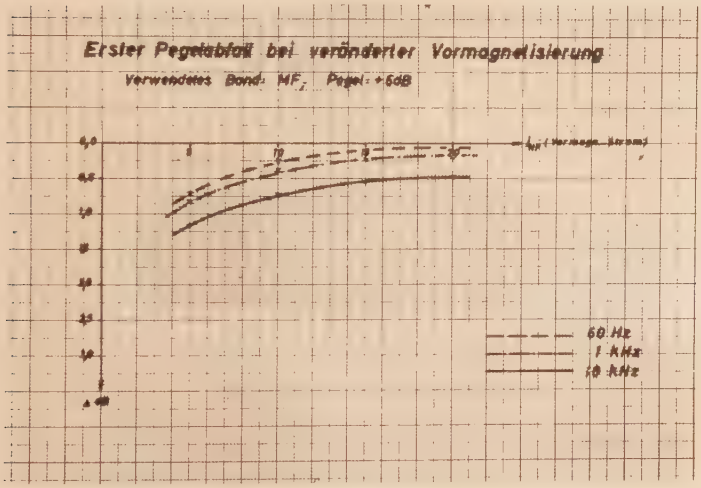


Abb. 41

Hinsichtlich des Pegelverlustes wäre es also günstiger, den Vormagnetisierungsstrom groß zu wählen. Wie aber schon früher dargestellt wurde, ist der Aufsprechvorgang ein Sonderfall der idealen Magnetisierung, derzufolge für die linearisierende Wirkung des HF-Feldes ein bestimmtes Amplitudenverhältnis zwischen HF-Feld und NF-Feld notwendig ist, da sonst der Klirrfaktor zu stark ansteigt. Weiterhin bewirkt eine zu große Vormagnetisierung eine Zunahme des Längsentmagneti-

sierungsfaktors, denn mit größerer Durchmagnetisierung des Bandes nimmt die Dicke der $\frac{\lambda}{2}$ -Magnete zu, und somit auch der Entmagnetisierungsfaktor in der Bandlaufrichtung.

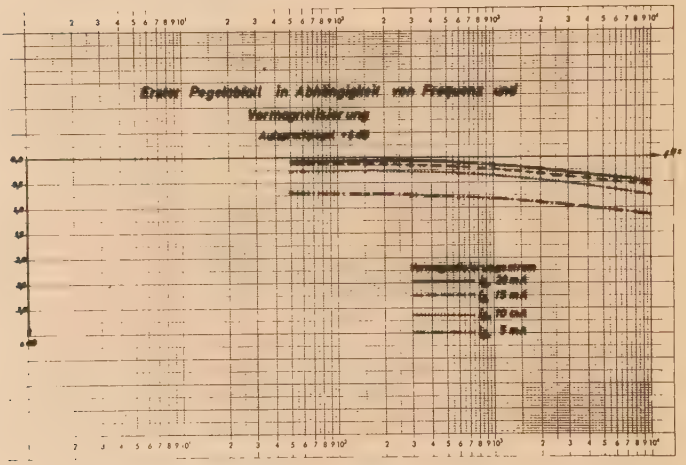


Abb. 42

In Abb. 42 ist der erste Pegelabfall in Abhängigkeit von der Frequenz, mit der Vormagnetisierung als Parameter, dargestellt. Die Kurven zeigen, daß - neben ihrer Abhängigkeit von der Vormagnetisierung - die Pegelabfälle mit steigender Frequenz größer werden.

An der Aufzeichnung höherer Frequenzen nehmen nur jene Partikelchen der aktiven Schicht teil, die näher an der Bandoberfläche liegen. Dies läßt sich durch Aufsprache verschiedener Frequenzen auf ein Masseband nachweisen. Bei diesem Bandtyp wird der Magnetit mit einer Kunststoffmasse innig durchmischt und zu einem Band ausgewalzt, so daß die Partikelchen über den ganzen Bandquerschnitt statistisch verteilt sind. Wird nach der Aufsprache das Band umgedreht und seine Rückseite abgetastet, so ist festzustellen, daß die

Frequenzen von 40 - 100 Hz einen Pegelverlust von 0,5 dB haben, bei 1 kHz beträgt er 2 dB und bei 10 kHz nahezu 30 dB.

Der größere Abfall der hohen Frequenzen beruht allgemein auf der Tatsache, daß mit steigender Niederfrequenz die eingeprägte Magnetisierung labiler wird, da die gleichbleibende Zyklenzahl des HF-Vormagnetisierungsfeldes - gemäß der ergänzenden Darstellung des Aufsprechvorganges (S.40-43) - keine genügende Stabilisierung herbeiführt.

In den Abb. 28, 29 und 30 sind die ersten Abfälle dargestellt für die Frequenzen 60 Hz, 1 kHz und 10 kHz bei einem Vormagnetisierungsstrom von 5, 15 und 20 mA. Der Aufsprechpegel wurde, von -40 dB ausgehend, bei jedem folgenden Meßpunkt um 2 dB bis zur Vollaussteuerung gesteigert. Bei -40 dB betrug der erste Abfall 5 dB und darüber. Er verringert sich dann bei der Steigerung des Aufsprechpegels bis -18 dB und bleibt ab diesem Wert bis zur Vollaussteuerung von +6 dB fast konstant. Allerdings ist festzustellen, daß mit der Steigerung des Aufsprechpegels bis zu +6 dB die ersten Pegelabfälle teilweise wieder größer werden. Wie schon gesagt wurde, können bei niedriger Vormagnetisierung nur Partikelchen mit geringer Koerzitivkraft für die Aufzeichnung herangezogen werden. Diese sind gegen mechanische Beanspruchung sehr empfindlich und daher ist der Pegelabfall bei ihnen am größten. Durch Steigerung des Aufsprechpegels wird die Asymmetrie der Hysteresisschleifen vergrößert, wodurch für den Stabilisierungsprozeß eine höhere Zyklenzahl notwendig wird. Da die Frequenz des Vormagnetisierungsfeldes konstant bleibt, sind Partikelchen, die mit einem größeren Pegel besprochen werden, weniger stabilisiert als jene, auf die ein kleinerer Pegel einwirkt. Die Pegelabfälle durch mechanische Beanspruchung steigen daher mit der Zunahme des NF-Stromes und seiner Frequenz. Bei einem Vormagnetisierungsstrom von 5 mA kann sich bei f = 60 Hz die Stabilisierung auswirken bis zu einem Aufsprechpegel von -2 dB, bei f = 1 kHz bis -4 dB und bei f = 10 kHz bis zu einem Pegel von -8 dB. Größer gewählte Aufsprechpegel lassen bei dem verwendeten MF-Band

der Agfa und einer Frequenz des Vormagnetisierungsstromes von f_{HF} = 80 kHz die Stabilisierung nicht mehr voll zur Auswirkung kommen.

Bei einem Vormagnetisierungsstrom von 15 mA werden für die Aufzeichnung Partikelchen mit höherer Koerzitivkraft herangezogen, d.h. ihre Hysteresisschleifen sind breiter. Bei den Frequenzen f = 60 Hz und 1 kHz reicht die Stabilisierung aus um einen NF-Pegel bis +6 dB aufzusprechen. Somit muß in diesem Fall die Asymmetrie der, bei der Aufsprache durchlaufenen Hysteresisschleifen geringer sein, als bei den schmalen Schleifen der kleineren Koerzitivkraft. Bei f = 10 kHz kann nur bis zu einem Pegel von -6 dB aufgesprochen werden um die Stabilisierung voll zur Wirkung kommen zu lassen.

§ 2 Veränderung der Aufzeichnung durch Zugbelastung.

In den nachfolgenden Abschnitten werden Versuche dargestellt, bei denen das Band auf Zug belastet wurde. Bei dieser Art der mechanischen Beanspruchung darf angenommen werden, daß de Vormagnetisierungsstrom von untergeordneter Bedeutung ist, da die Beeinflussung der aktiven Bandschicht und damit der Aufzeichnung unmittelbar von der Beschaffenheit des Trägermaterials abhängt.

a) Wellenlängen-Veränderung

Auf eine Bandschleife wurde ein Ton von 500 Hz mit einem Pegel von 0 dB aufgesprochen und durch eine Stimmgabel gleicher Tonhöhe kontrolliert. Nach der Aufsprache wurde die Bandschleife auf einer Spannvorrichtung durch Zug belastet. Für jeden Zugversuch wurde eine neue Bandschleife verwendet und die Zugkraft von 0,5 kp bis 2 kp um je 0,5 kp gesteigert. Nach der jeweiligen Belastung wurde die Bandschleife abgespielt und mit der Stimmgabel die Schwebungen bestimmt. Jeweils die Zeit von 10 Schwebungen wurde registriert. Die Belastungsdauer betrug 10 Minuten. Bei einem weich-magnetischen MF-Band, das bei einer Laufgeschwindigkeit von 76,2 cm/sec mit 500 Hz besprochen worden war, ergab sich eine aufgezeichnete Wellenlänge von 1524 µm. Nach 10 Minuten Zugbelastung

mit 2 kp konnten bei der folgenden Abspielung in 2 1/2 sec 10 Schwebungen gezählt werden, so daß auf 1 Sekunde 4 Schwebungen kamen. Dies ergibt eine Frequenz von 496 Hz oder eine Wellenlänge von 1536,3 µm. Die Zunahme der Wellenlänge beträgt also: $\Delta\lambda$ = 12,3 µm. Bei Steigerung der Zugkraft über 2 kp erfolgte Bandriß. Unter den gleichen Bedingungen wurde ein hart-magnetisches FR-Band mit einer Laufgeschwindigkeit von 38,1 cm/sec gemessen. Bei ihm waren 1,8 kp die höchstmögliche Belastung, bei weiterer Steigerung trat Bandriß ein. Ein Vergleich der beiden Abb. 43 (für MF-Band) und 44 (für FR-Band) zeigt, daß beim MF-Band die Dehnung größer ist, als beim FR-Band. Da jedoch die Laufgeschwindigkeiten der beiden Bänder das Verhältnis 2:1 haben, ist die prozentuale Wellen-

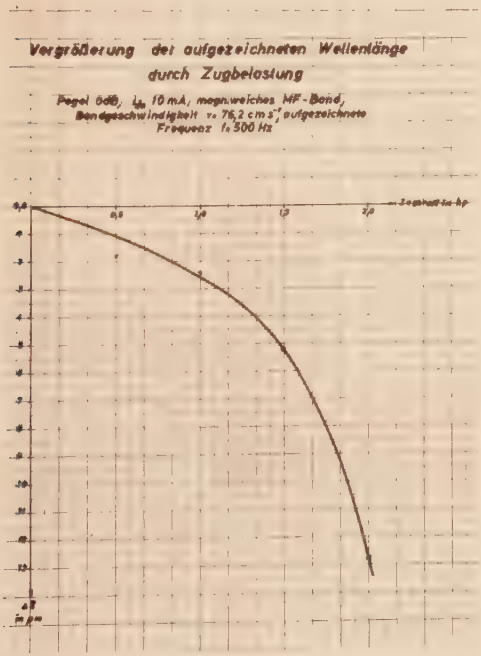


Abb. 43

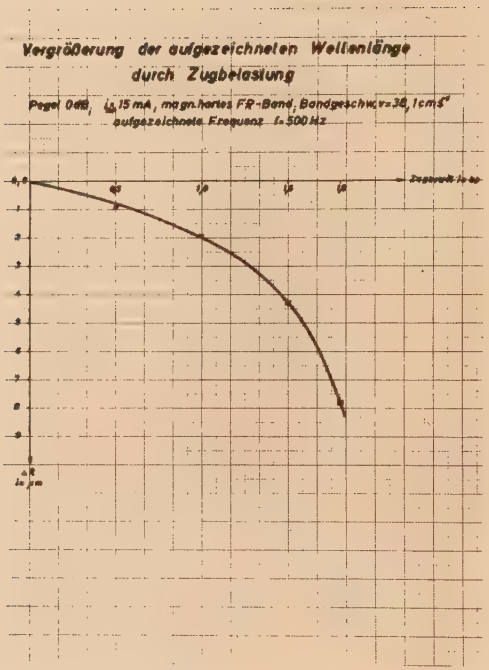

Vergrößerung der aufgezeichneten Wellenlänge
durch Zugbelastung
Pegel 0dB, i_A 15 mA, magn.hartes FR-Band, Bandgeschw. v=30,1 cm/s
aufgezeichnete Frequenz f=500 Hz

Abb. 44

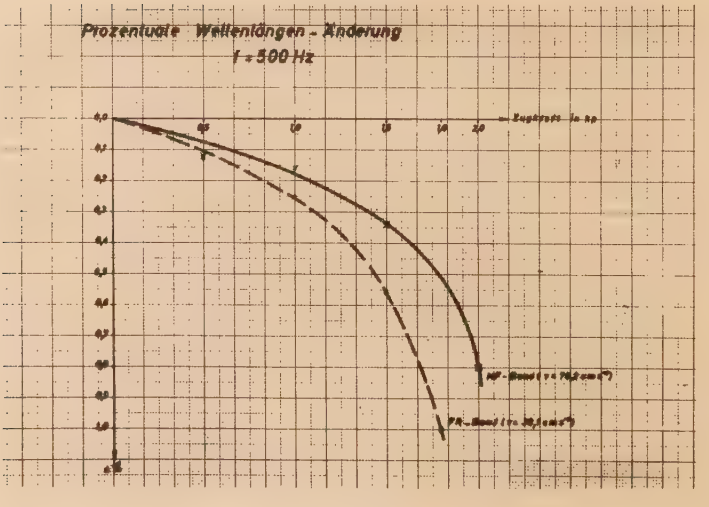

Prozentuale Wellenlängen - Änderung
f = 500 Hz

Abb. 45

längen-Änderung, wie Abb. 45 zeigt, beim FR-Band größer. Diese Werte geben keinen Aufschluß über Qualitätsunterschiede zwischen hart- und weich-magnetischem Material, da sie lediglich von der Beschaffenheit des Trägers abhängen.

b) Dehnungsdiagramme.

In Abb. 46 und 47 sind die Dehnungsdiagramme für das FR-, das F- und das LGR-Band wiedergegeben. Für jeden Zugversuch wurde ein eigenes, neues Bandstück verwendet, eine Strecke markiert und mit Hilfe eines Mikroskopes die Strecke l_o gemessen. Die Belasungsdauer betrug jeweils 10 Minuten. Bis zum Ende der Belastung vergrößerte sich die markierte Bandlänge auf l, so daß sich eine Dehnung ε_1 in % ergab:

$$\varepsilon_1 = \frac{l - l_o}{l_o} 100 = \frac{\Delta l}{l_o} 100$$

Unmittelbar nach Ende der Belastung verkürzte sich die Länge auf l', somit ist die Dehnung nach der Belastung:

$$\varepsilon_2 = \frac{l' - l_o}{l_o} 100 = \frac{\Delta l'}{l_o} 100$$

Die Bandprobe blieb 20 Stunden unbelastet liegen und wurde dann nochmals gemessen. Es konnte eine Abnahme der Länge auf l" registriert werden und damit ist die, vermutlich endgültige, Dehnung nach 20 stündiger Entlastung:

$$\varepsilon_3 = \frac{l'' - l_o}{l_o} 100 = \frac{\Delta l''}{l_o} 100$$

Auch bei diesen Versuchen spielte die magnetische Schicht der Bänder keine Rolle, nur das Trägermaterial bestimmte die Dehnung. Wenn die Dehnung nach 20 stündiger Entlastung als bleibende Dehnung angesehen wird, so ist festzustellen, daß die Bandtypen FR und LGR bis zu einer Zugbelastung von 1,4 kp den gleichen Wert zeigen, während beim F-Band die bleibende Dehnung doppelt so groß ist. Eine Zug-Belastung mit 1,5 kp ist für das FR-Band die Grenze, dabei ist $\varepsilon_3 = 0{,}53$ %, für das LGR-Band ergibt sich für $\varepsilon_3 = 0{,}33$ % und für das F-Band $\varepsilon_3 = 0{,}82$ %. Am günstigsten verhält sich also bei dieser

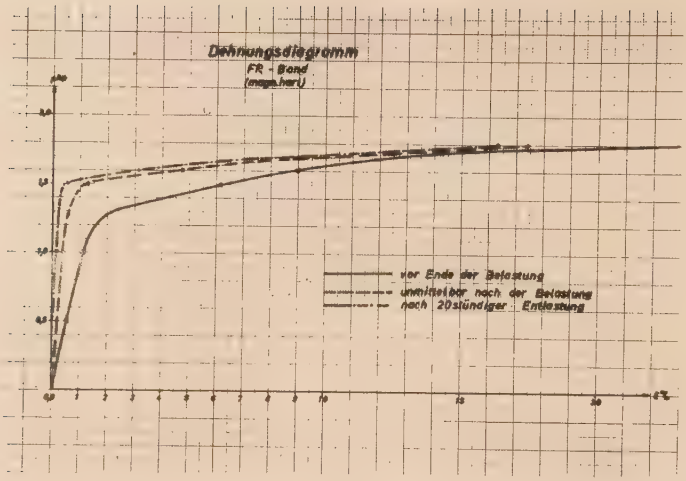

Dehnungsdiagramm
FR - Band
(magn.hart)
vor Ende der Belastung
unmittelbar nach der Belastung
nach 20stündiger Entlastung

Abb. 46

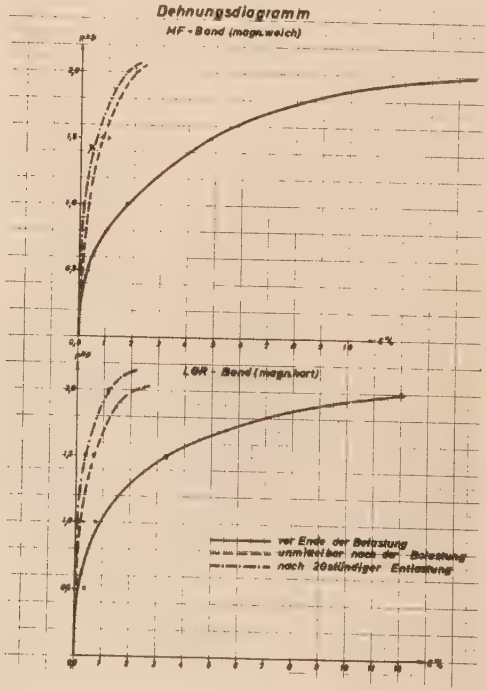

Dehnungsdiagramm
MF - Band (magn.weich)
LOR - Band (magn.hart)
vor Ende der Belastung
unmittelbar nach der Belastung
nach 20stündiger Entlastung

Abb. 47

Belastung das LGR-Band. Bei einer Zugkraft von 1,8 kp tritt beim FR-Band Riß ein. Den günstigsten Wert der Dehnung bei dieser Belastung zeigt das LGR-Band; es ist $\varepsilon_3 = 0{,}75\ \%$, für das F-Band läßt sich $\varepsilon_3 = 1{,}2\ \%$ aus dem Diagramm entnehmen.

Betrachtet man diese Werte im Hinblick auf ihre Bedeutung für eine Schallaufzeichnung, so ist nicht ohne weiteres dem reißfesteren Band der Vorzug zu geben. Die Wellenlängen-Änderungen, die auf den Abb. 43-45 dargestellt sind, beweisen, daß durch Dehnung infolge Zugbelastung eine Verfälschung des aufgezeichneten Signals eintritt. Im praktischen Gebrauch, z.B. bei einer Wort- oder Musikaufnahme macht sich dieser Effekt als Jaulen bemerkbar.

c) Pegelabfall durch Zugbelastung.

Aus den Ergebnissen der vorher beschriebenen Versuchsreihen geht hervor, daß sich die Bandtypen FR und LGR bis zu einer Zugbelastung von 1,5 kp ziemlich gleich verhalten. Bei den folgenden Messungen wurde deshalb für eine Bandgeschwindigkeit von 38,1 cm/sec nur das FR-Band verwendet, für 76,2 cm/sec war wieder das MF-Band in Gebrauch. Für jeden Meßpunkt wurde ein neues Band besprochen. Abb. 48 zeigt die Meßergebnisse für das MF-Band, das bei einem Pegel von 0 dB und der Betriebsvormagnetisierung von 10 mA mit den Frequenzen 60 Hz, 1 kHz und 10 kHz besprochen wurde. Es wurde der erste Pegelabfall gemessen und als Bezugspunkt für die weiteren, durch Zugbelastung von 0,5 - 2,0 kp verursachten Pegelabfälle festgelegt. Die Meßkurve hat zwischen Bezugspunkt und erster Belastung einen Knick, während bei weiterer Belastung die Pegelabfälle stetig verlaufen. Daraus ist zu schließen, daß die Magnetisierung eines Partikelchens bei Zugbelastung eine andere Richtung einnimmt, als bei Beeinflussung durch den Transportmechanismus. (Die Messungen nach den Belastungen erfolgten am Wiedergabekopf, also vor Passieren des eigentlichen Transportmechanismus, so daß die Beeinflussung durch ihn nicht in die Messung eingehen konnte).

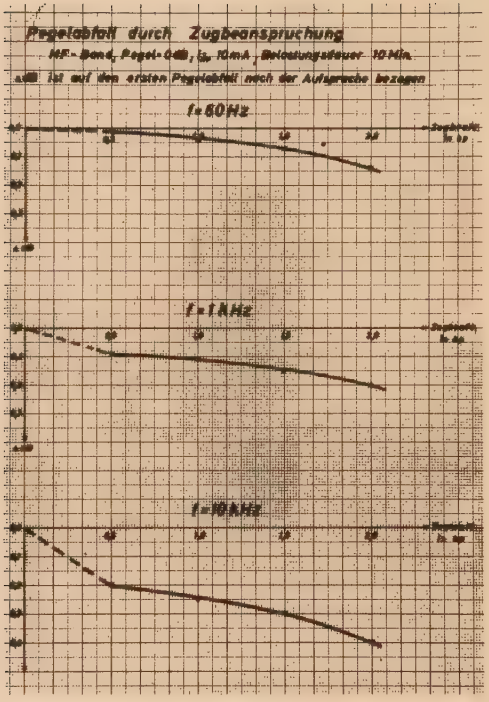


Abb. 48

Abb. 49 enthält die Meßergebnisse für das FR-Band. Wenn eine Zugbelastung von z.B. 1,5 kp herausgegriffen wird, so zeigt sich, daß bei ihm die Pegelabfälle, insbesondere bei höheren Frequenzen geringer sind, als beim MF-Band. Die Ursache dafür liegt teils im Unterschied der Koerzitivkraft beider Bänder, teils daran, daß beim langsamer laufenden Band die Stabilisierung weiter fortschreiten kann. Während beide Bänder bei 60 Hz fast gleiche Pegelverluste haben, tritt beim schneller laufenden Band - infolge ungenügender Stabilisierung - bei den höheren Frequenzen ein größerer Pegelabfall auf.

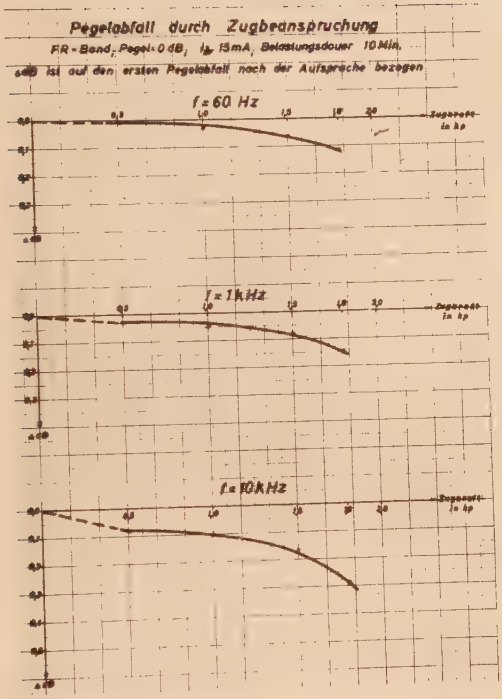

Pegelabfall durch Zugbeanspruchung
FR-Band; Pegel: 0 dB; I_B: 15 mA; Belastungsdauer: 10 Min.
a dB ist auf den ersten Pegelabfall nach der Aufsprache bezogen
f = 60 Hz
f = 1 kHz
f = 10 kHz
Zugkraft in kp

Abb. 49

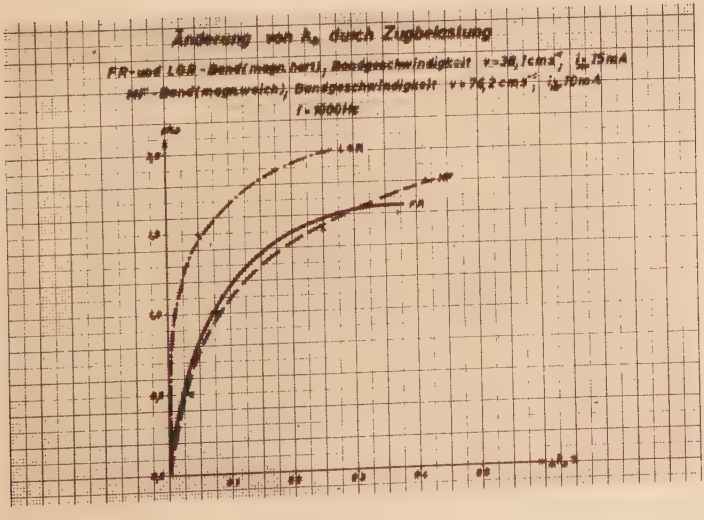

Änderung von k_0 durch Zugbelastung
FR- und LGR-Band (magnetisch hart); Bandgeschwindigkeit v = 38,1 cm s⁻¹; I_B 15 mA
MP-Band (magnetisch weich); Bandgeschwindigkeit v = 76,2 cm s⁻¹; I_B 10 mA
f = 1000 Hz
LGR
MP
FR

Abb. 50

d) Änderung des Klirrfaktors bei Zugbelastung.

Wie schon bei der Darstellung des Aufsprechvorganges ausgeführt wurde, entstehen bei der Besprechung des Bandes nichtlineare Verzerrungen. Bei Belastung des Bandes auf Zug könnte angenommen werden, daß keine Änderung des Klirrfaktors auftritt, da in ihm ein Amplitudenverhältnis zum Ausdruck kommt. In Abb. 50 sind Meßergebnisse dargestellt, bei denen unter normalen Betriebsbedingungen Bänder mit 1 kHz besprochen und auf Zug belastet wurden. Bei jedem Zugversuch kam eine neue Bandschleife zur Verwendung. Es konnte beobachtet werden, daß mit steigender Belastung eine Zunahme des Klirrfaktoranteils k_3 auftritt. Eine Deutung dafür könnte die Anisotropie der Trägerschicht des Bandes bezüglich der Dehnung sein. Damit wird das Amplitudenverhältnis gestört. Die hinsichtlich ihrer Entmagnetisierungsfaktoren ungleichen Partikelchen machen durch die anisotrope Dehnung eine unterschiedliche Lageänderung durch, die ihrerseits, durch Änderung der Entmagnetisierungsfaktoren, eine ungleiche innere Entmagnetisierung bewirkt.

Eine andere Deutung für die Veränderung des Klirrfaktors ist die Annahme, daß innerhalb eines $\frac{\lambda}{2}$ -Magneten auf jedes Partikelchen eine gleich große Spannung, hervorgerufen durch die Zugbelastung, wirkt. Diese Spannung wird Partikelchen, die für die Aufzeichnung des an- bzw. absteigenden Teiles der Signalkurve zuständig waren infolge der geringeren remanenten Magnetisierung mehr beeinflussen, als jene, die das Maximum der Kurve aufzuzeichnen haben. Mit zunehmender Zugbelastung wird die Richtung der Spannung bei Partikelchen geringerer Remanenz die bleibende Magnetisierung bestimmen, der Klirrfaktor steigt.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß der Transportmechanismus des Magnetophons allein zu keiner Änderung des Klirrfaktors führt. Wie auf den vorhergehenden Seiten dargestellt, verursacht diese mechanische Beanspruchung nur kleine

Pegelverluste, die zwar eine geringe Änderung der Remanenz, aber keine Veränderung des Amplitudenverhältnisses beinhalten. Eine Kontrollmessung bestätigte dies (Abb. 51).

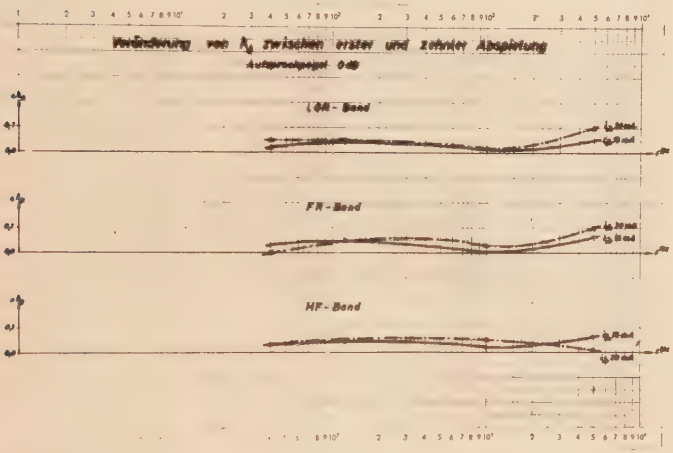


Abb. 51

§ 3 Änderung der Wellenlänge infolge Beanspruchung des Bandes durch den Transportmechanismus.

Beim Abspielen wird durch die Gummi-Andruckrolle jede Bandstelle einer Druckkraft von 1 - 1,2 kp ausgesetzt. Wenn das Trägermaterial des Bandes durch diese Beanspruchung Längenänderungen erfahren würde, müßte ein aufgesprochenes Signal Frequenzänderungen zeigen. Für die Versuchsreihe Abb. 52 wurde jeweils eine Bandschleife mit 60 Hz, 1 kHz und 10 kHz besprochen und 500 mal abgespielt. Bis zur 100. Abspielung wurde die Frequenz mit Hilfe eines elektronischen Zählgerätes bei jedem 10. Durchlauf und bis zum 500. Durchlauf nach jeder 50. Abspielung abgelesen. Da der Tongenerator, verglichen mit dem elektronischen Zählgerät zu große Toleranzen

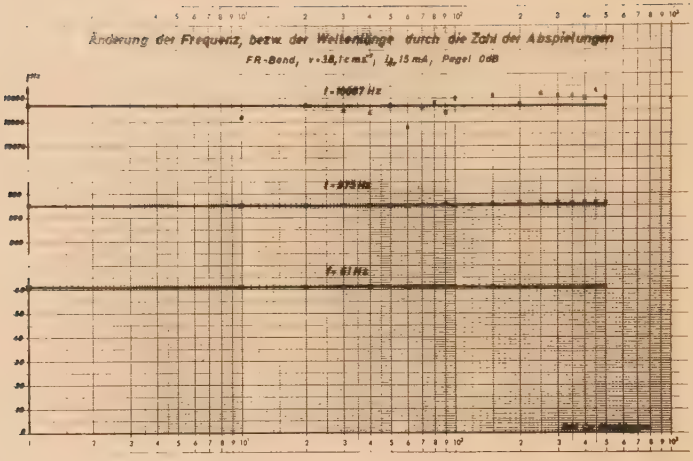


Abb. 52

hat, ließen sich keine runden Frequenzzahlen erreichen, so daß die auf dem Meßblatt aufgeführten Frequenzen verwendet werden mußten. Bei den tiefen Frequenzen läßt sich keine Abweichung von der Aufsprache feststellen. Bei 1 kHz tritt eine kleine Streuung der Meßpunkte ein, die mit steigender aufgesprochener Frequenz größer wird. Diese Streuung kann aber nicht auf eine Wellenlängen-Änderung zurückgeführt werden, vielmehr machen sich die Frequenzschwankungen des Netzes bemerkbar, die den Synchronlauf des Tonmotors beeinträchtigen. Die Verformung des Bandes ist bei einer Druckkraft von nicht mehr als 1 kp so gering, daß es zu keinen Wellenlängen-Änderungen kommt. Selbst eine Steigerung der Druckkraft auf 1,5 kp zeigt noch keine merkliche Veränderung der Wellenlänge. Ein solch starker Andruck der Gummirolle an die Achse des Tonmotors belastet aber diesen so sehr, daß er außer Tritt fällt. Es ist anzunehmen, daß eine Wellenlängen-Änderung, verursacht durch den Transportmechanismus, in so geringen Grenzen liegt, daß sie vernachlässigt werden kann.

B Untersuchungen mit Rechteckschwingungen.

§ 1 Einleitung und Meßanordnung.

In den nachfolgenden Meßreihen wurde untersucht, unter welchen Bedingungen es möglich ist, mit einem Magnetophon Rechteckschwingungen aufzunehmen. Als Meß-Magnetophon wurde ein Telefunken T 9 U - Magnetophon verwendet, das eine Löschfrequenz von 40 kHz und eine Vormagnetisierungsfrequenz von 80 kHz hat. Bei der Auswertung der Meßergebnisse wird nachgewiesen, daß die Frequenz des Vormagnetisierungsstromes einen wesentlichen Faktor für die formgetreue Aufzeichnung der Rechteck-Kurve darstellt. Weiter ist aus den Meßergebnissen abzuleiten, daß diese Formtreue, außer von der Phasentreue des Aufsprech- und Wiedergabeverstärkers, abhängig ist von der Zahl der Magnetisierungszyklen, denen ein Partikelchen bei der Aufsprache unterliegt. Durch die induktive Abtastung wird das aufgesprochene Signal vom Hörkopf differenziert wiedergegeben; um die ursprüngliche Kurvenform zu erhalten, muß der Wiedergabeverstärker integrierende Eigenschaften haben.

Von einem Sinusgenerator wird dem Aufsprechverstärker über einen SCHMITT-Trigger eine Rechteck-Spannung zugeführt. Bei einer Bandgeschwindigkeit von 76,2 cm/sec wurde eine Rechteckschwingung von 1 kHz auf eine Bandschleife aufgesprochen. An einem rein Ohm'schen Widerstand von 5Ω konnte der durch den niederfrequenten Aufsprechstrom erzeugte Spannungsabfall abgegriffen und mit einem Oszillographen die Rechteckform des Aufsprechstromes registriert werden. Die Aufzeichnung wurde mit dem Oszillograph am Wiedergabeverstärker kontrolliert.

§ 2 Meßergebnisse.

a) Aufsprache mit einem Signalstrom von 2 mA.

Abb. 53 zeigt das Oszillogramm einer aufgezeichneten Rechteckschwingung von 1 kHz auf einer Bandschleife aus magnetisch weichem Material bei der Geschwindigkeit v = 76,2 cm/sec. Der Vollständigkeit halber wurde bei diesem ersten Oszillo-

gramm zusätzlich der mit dem HF-Vormagnetisierungsstrom überlagerte NF-Strom vor dem Sprechkopf aufgenommen. Die Verwendung eines Signalstromes von 2 mA entspricht dem Wert, der für Sinusschwingungen gleicher Frequenz gebraucht wurde. Der Übergang der ansteigenden Flanke zum waagrechten Teil der Rechteckschwingung ist verdeckt durch den Einschwingvorgang, bedingt durch den Wiedergabekopf, während der Übergang zur abfallenden Flanke die Rechteckform gut wiedergibt.

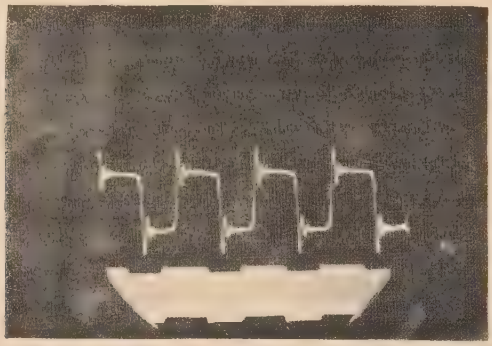


Abb. 53

Die Bandschleife wurde nun verkehrt abgespielt, wodurch die Aufzeichnung auf den Kopf gestellt und von rückwärts nach vorn abgetastet wird. Damit erscheint die untere Halbwelle als obere und umgekehrt. Die, bei der Aufsprache abfallende Flanke wird wiedergabemäßig zur aufsteigenden. Wie aus Abb. 54 hervorgeht, zeigt nun diese ansteigende Flanke die, durch den Wiedergabekopf bedingten Einschwingvorgänge, während der Übergang vom waagrechten Ast der Halbschwingung zum jetzt abfallenden Ast nicht mehr rechteckig, sondern stark abgerundet ist. Damit war der eigentliche Verlauf des Überganges vom ansteigenden Ast zur Waagrechten sichtbar gemacht.

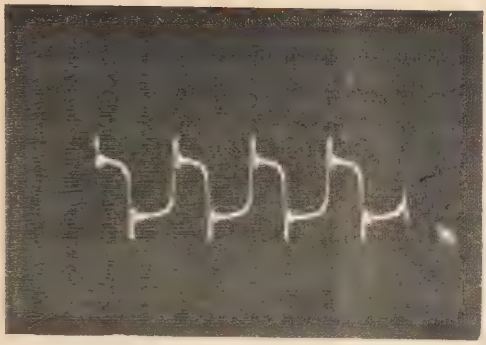


Abb. 54

Aufgrund der Tatsache, daß die Abrundung des steigenden Astes der Rechteckschwingung nur durch den Einschwingvorgang des Wiedergabekopfes verdeckt wird, erschien es einfacher, für die später durchzuführenden FOURIER-Analysen die Kurve in der der aufgezeichneten Remanenz entsprechenden Form am Oszillograph zu registrieren. Durch Parallelschaltung eines Ohm'schen Widerstandes von 5 Ω zum Wiedergabekopf, wurde der Einschwingvorgang so gedämpft, daß er nicht mehr in Erscheinung trat. Damit konnte auf die Umkehrung des Bandes verzichtet werden.

Um eine eventuelle Phasenverschiebung des Aufsprech- und Wiedergabeverstärkers festzustellen, wurde eine Phasenmessung an beiden Verstärkern bei 1 kHz durchgeführt (die Messungen beziehen sich weiterhin auf 1 kHz). Beim Aufsprechverstärker wurde dafür die HF-Vormagnetisierung abgeschaltet und mit Hilfe der LISSAJOUS-Figur die Gleichheit der Phase zwischen Eingang und Ausgang des Verstärkers kontrolliert. Bei Vorhandensein einer Phasendifferenz muß sich eine Ellipse ausbilden. Damit die große Achse der Ellipse immer unter einem Winkel von 45° geneigt bleibt, wurde der X- und Y-Verstärker des Oszillographen so eingestellt, daß an den zugehörigen Plattenpaaren die gleiche Verstärkung bestand. Das Meßergebnis Abb. 55 zeigt die Gleichheit der Phase.

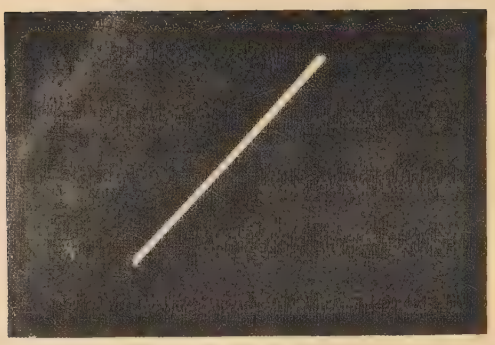


Abb. 55

Die Phasenmessung des Wiedergabeverstärkers erfolgte in der Weise, daß über eine Einspeisespule das gleiche Feld erzeugt wurde, das ein magnetisiertes Band besitzen würde, wenn dem Aufsprechverstärker die gleiche Spannung zugeführt worden wäre. In beiden Fällen wirken auf den Hörkopf die gleichen Felder, nur mit dem Unterschied, daß das Feld, herrührend von der Bandremanenz, durch den Überlagerungsvorgang bei der Aufsprache zustande kam, während die Einspeisespule ohne Hochfrequenz arbeitet.

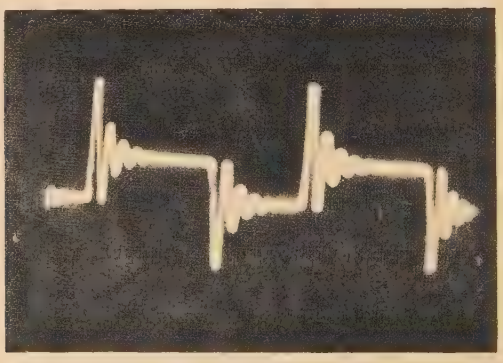


Abb. 56

Abb. 56 zeigt die Abtastung ohne Dämpfung des Wiedergabekopfes. In Abb. 57 sind die Einschwingvorgänge durch Parallelschaltung von 5Ω zum Wiedergabekopf hinweggedämpft. Phasenverschiebungen müssen sich durch Absenkung des waagrechten Teiles der Rechteckschwingung gegen ihre abfallende Flanke hin bemerkbar machen. Das Oszillogramm (Abb. 57) zeigt, daß der Wiedergabeverstärker eine geringe Phasenverschiebung aufweist.

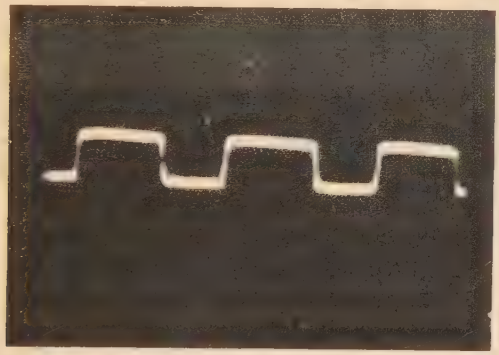


Abb. 57

In Abb. 58 ist eine Rechteckspannung von 1 kHz mit einem Aufsprechstrom von 2 mA, einer Vormagnetisierungsfrequenz von 80 kHz und einer Bandgeschwindigkeit von 76,2 cm/sec aufgezeichnet. Der verwendete Aufsprechverstärker hatte - um den Erfordernissen des Rundfunks bezüglich Dynamik zu entsprechen - eine Überhöhung von 3 dB bei 10 kHz gegenüber 1 kHz. Aufgrund der FOURIER-Analyse einer Rechteckschwingung sollte es trotz dieser Überhöhung möglich sein, bei dem gewählten NF-Strom die höheren Harmonischen aufzuzeichnen. Die Abbildung zeigt aber eine Abrundung an der ansteigenden Flanke. Der Grund dafür ist, daß bei einem NF-Strom von 2 mA die höheren Harmonischen in den Sättigungsbereich des Bandes kommen. Das rasch ansteigende NF-Feld hebt das überlagerte HF-Feld so hoch an, daß es die Grenzhysteresisschleife durchläuft. Um eine, den höheren Harmonischen proportionale Aufzeichnung zu erreichen, müßte das Band eine größere Grenz-

hysteresisschleife haben. Für eine formgetreue Aufzeichnung von Rechteckschwingungen von 1 kHz müßte unter den gegebenen Bedingungen mit sehr kleinem NF-Strom gearbeitet werden. Ein solcher Aufsprechpegel hat aber für die Wiedergabe eine zu geringe Dynamik.

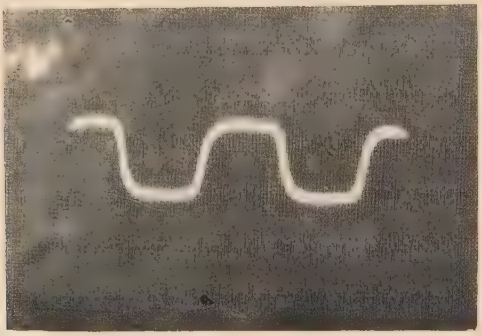


Abb. 58

Bei der Aufstellung der FOURIER-Analyse für Abb. 58, die mit einem Analysator von MADER-OTT gemacht wurde, zeigte sich, daß die Halbwellen - abgesehen von Vorzeichen der Augenblickswerte - einander gleich, aber in sich nicht symmetrisch sind. Die charakteristischen Eigenschaften einer solchen Kurve sind: das Vorherrschen der Grundwelle und nur ungeradzahlige Teilwellen.

Für die Bandgeschwindigkeit von 76,2 cm/sec lautet die FOURIER-Reihe:

$$f(x) = 5{,}32\sin x + 1{,}32\sin 3x + 0{,}56\sin 5x + 0{,}27\sin 7x + 0{,}17\sin 9x +$$
$$+ 0{,}07\sin 11x + 0{,}04\sin 13x + 0{,}01\sin 15x -$$
$$- 0{,}3\cos x - 0{,}09\cos 3x - 0{,}07\cos 7x + 0{,}06\cos 9x + 0{,}07\cos 11x +$$
$$+ 0{,}04\cos 13x$$

Die gleiche Rechteckschwingung mit einer Frequenz von 1 kHz wurde bei einer Bandgeschwindigkeit von 38,1 cm/sec aufgezeichnet. Die aufgezeichneten Wellenlängen sind bei dieser Bandgeschwindigkeit nur halb so groß als bei 76,2 cm/sec, somit steigt die Selbstentmagnetisierung der $\frac{\lambda}{2}$ -Magnete. Die Überhöhung des Aufsprechverstärkers ist bei 38,1 cm/sec - dem praktischen Betrieb entsprechend - doppelt so groß als bei 76,2 cm/sec. Die Vormagnetisierungsfrequenz bleibt gleich, so daß auf jedes Partikelchen die doppelte Zyklenzahl wirkt. Abb. 59 zeigt eine aufgezeichnete Rechteckschwingung von 1 kHz bei einer Bandgeschwindigkeit von 38,1 cm/sec und einem NF-Strom von 2 mA.

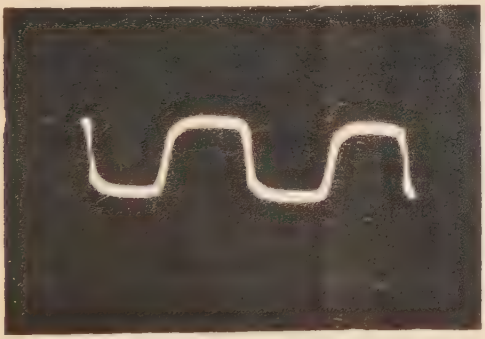


Abb. 59

Für diese Kurve lautet die FOURIER-Analyse:

$$f(x) = 5{,}16 \sin x + 1{,}40 \sin 3x + 0{,}63 \sin 5x + 0{,}36 \sin 7x + 0{,}19 \sin 9x +$$
$$+ 0{,}09 \sin 11x + 0{,}07 \sin 13x + 0{,}02 \sin 15x -$$
$$- 0{,}17 \cos x - 0{,}09 \cos 3x - 0{,}05 \cos 5x + 0{,}04 \cos 7x + 0{,}05 \cos 9x +$$
$$+ 0{,}05 \cos 11x + 0{,}03 \cos 13x + 0{,}02 \cos 15x$$

Aus dem Vergleich der beiden Analysen ist zu entnehmen:

Die Amplituden der Sinus-Glieder sind bei der mit einer Geschwindigkeit von 38,1 cm/sec aufgezeichneten Rechteckschwingung durchwegs größer als bei der Aufzeichnung mit 76,2 cm/sec. Die Amplituden der Cosinus-Glieder sind bei 38,1 cm/sec kleiner als bei 76,2 cm/sec. Daraus ist zu entnehmen, daß die aufgezeichnete Rechteckschwingung bei der Bandgeschwindigkeit von 38,1 cm/sec mehr Rechteckcharakter besitzt.

Zunächst liegt die Annahme nahe, daß die höheren magnetischen Werte dieses Bandes die größere Formtreue bedingen. Aus der nachfolgenden Tabelle ist jedoch abzulesen, daß die nichtproportionale Aufzeichnung der höheren Harmonischen infolge der größeren Aufsprech-Überhöhung noch mehr in Erscheinung treten müßte. Damit wird klar, welche Bedeutung die doppelte Zyklenzahl für die Stabilisierung des Bandes hat. Trotz der ungünstigeren Bedingung am Band zeigt Abb. 59 die bessere Rechteckform. Somit hat die doppelte Zyklenzahl, die bei 38,1 cm/sec Bandgeschwindigkeit zur Verfügung steht, eine bessere Stabilisierung durchführen können.

In Abb. 60 ist unter den gleichen Bedingungen eine Rechteckschwingung von 500 Hz aufgezeichnet worden.

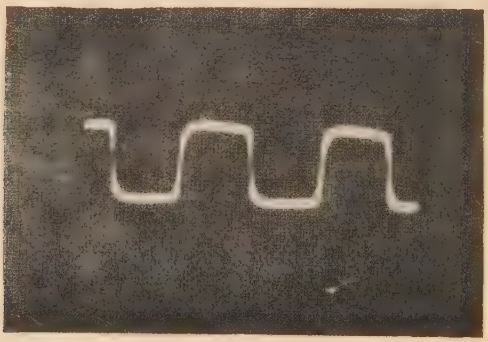


Abb. 60

Bandgeschwindigkeit v in cm s^{-1}												
f kHz	1	3	5	7	9	11	1	3	5	7	9	11
Anhebung durch Aufsprechverstärker in dB	0	+0,5	+0,75	+1,6	+2,4	+3,0	0	+0,6	+1,9	+4,6	+6,8	+9,6
Absenkung der FOURIERglieder in dB	0	-9,5	-14,0	-16,9	-19,2	-20,9	0	-9,5	-14,0	-16,9	-19,2	-20,9
Durch Aufsprechverstärker angehobene FOURIERglieder in dB	0	-9,0	-13,25	-15,3	-16,8	-17,9	0	-8,9	-12,1	-12,3	-12,4	-11,3

Die FOURIER-Reihe für diese Frequenz lautet:

$$f(x) = 6{,}36 \sin x + 1{,}98 \sin 3x + 1{,}62 \sin 5x + 0{,}65 \sin 7x + 0{,}47 \sin 9x +$$
$$+ 0{,}31 \sin 11x + 0{,}25 \sin 13x + 0{,}19 \sin 15x -$$
$$- 0{,}08 \cos x - 0{,}09 \cos 3x - 0{,}04 \cos 5x + 0{,}05 \cos 7x - 0{,}03 \cos 9x -$$
$$- 0{,}01 \cos 11x - 0{,}02 \cos 13x - 0{,}02 \cos 15x$$

Die Cosinus-Glieder dieser Reihe sind sehr klein, d.h. die Kurve zeigt einen sehr stark angenäherten Rechteckcharakter. Neben der oben gegebenen Erklärung für eine Rechteckschwingung von 1 kHz bei 38,1 cm/sec Bandgeschwindigkeit, kommt bei ihr hinzu, daß die höheren Harmonischen in niedrige Frequenzbereiche fallen.

Die Gegenüberstellung zweier FOURIER-Analysen von Rechteckschwingungen mit 600 Hz verdeutlicht ebenfalls die Bedeutung der Stabilisierung.

v = 76,2 cm/sec; f = 600 Hz:

$$f(x) = 6{,}02 \sin x + 1{,}58 \sin 3x + 0{,}73 \sin 5x + 0{,}37 \sin 7x + 0{,}23 \sin 9x +$$
$$+ 0{,}13 \sin 11x + 0{,}06 \sin 13x + 0{,}02 \sin 15x -$$
$$- 0.23 \cos x - 0{,}15 \cos 3x - 0{,}07 \cos 5x + 0{,}025 \cos 7x + 0{,}05 \cos 9x +$$
$$+ 0{,}05 \cos 11x + 0{,}045 \cos 13x + 0{,}03 \cos 15x$$

v = 38,1 cm/sec; f = 600 Hz:

$$f(x) = 6{,}05 \sin x + 1{,}80 \sin 3x + 0{,}91 \sin 5x + 0{,}46 \sin 7x + 0{,}38 \sin 9x +$$
$$+ 0{,}26 \sin 11x + 0{,}21 \sin 13x + 0{,}17 \sin 15x -$$
$$- 0{,}16 \cos x - 0{,}11 \cos 3x - 0{,}04 \cos 5x + 0{,}02 \cos 7x + 0{,}03 \cos 9x +$$
$$+ 0{,}045 \cos 11x + 0{,}05 \cos 13x + 0{,}06 \cos 15x$$

Die Amplituden der Sinus-Glieder der analysierten Kurve bei v = 38,1 cm/sec sind durchwegs größer, als die entsprechenden Amplituden bei 76,2 cm/sec Bandgeschwindigkeit. Vergleicht man, um die Meßungenauigkeit des Analysators auszuschalten, die Cosinus-Glieder beider Analysen nur bis zur 5. Oberwelle, so ist auch hier festzustellen, daß die Amplituden dieser Glieder bei v = 38,1 cm/sec kleiner sind als bei v = 76,2 cm/sec. Die Kurve bei v = 38,1 cm/sec zeigt daher mehr Rechteckcharakter als jene bei v = 76,2 cm/sec.

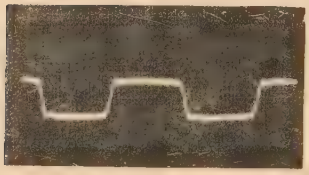
b) Aufsprache mit verringertem Signalstrom.

Die obigen Meßergebnisse lassen den Schluß zu, daß es mit einem entsprechend verkleinerten NF-Strom möglich sein müsse Rechteckschwingungen aufzuzeichnen. In den Abb. 61a...f sind Rechteckschwingungen von 1 kHz mit einem Signalstrom von jeweils 0,8 mA dargestellt. Bei den Abb. 61a und 61b ist i_{HF} = 10 mA. Bei Abb. 61a wurde bei v = 76,2 cm/sec aufgezeichnet und bei Abb. 61b bei v = 38,1 cm/sec. Die Aufzeichnung mit halber Bandgeschwindigkeit kommt einer Verdoppelung der Vormagnetisierungsfrequenz gleich, da auf jedes Partikelchen die doppelte Zyklenzahl des HF-Feldes wirken kann.

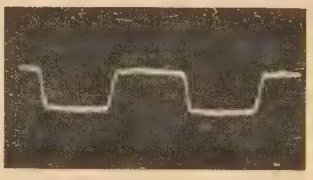
Abb. 61a zeigt durch ihre Abrundung an der ansteigenden Flanke, daß die Zyklenzahl des HF-Feldes nicht ausreichte, um vor Beginn des Aufsprechpunktes (Abb. 22) jene Hysteresisschleife zu durchlaufen, die eine, dem NF-Strom proportionale Remanenz liefern würde. In Abb. 61b, bei v = 38,1 cm/sec, ist die zur Verfügung stehende Zyklenzahl des HF-Feldes so groß, daß bei Beginn der Aufsprache schon Hysteresisschleifen durchlaufen werden, die eine, dem Signal proportionale Remanenz liefern. Selbst bei Steigerung des HF-Stromes auf 15 und 20 mA (Abb. 61e,f) genügt diese doppelte Zyklenzahl

a.) $i_{NF}^{=}$ 0,8 mA ; $i_{HF}^{=}$ 10 mA
v = 76,2 cm s^{-1}

b.) $i_{NF}^{=}$ 0,8 mA ; $i_{HF}^{=}$ 10 mA
v = 38,1 cm s^{-1}

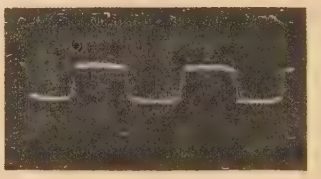


c.) $i_{NF}^{=}$ 0,8 mA ; $i_{HF}^{=}$ 4,5 mA
v = 76,2 cm s^{-1}



d.) $i_{NF}^{=}$ 0,8 mA ; $i_{HF}^{=}$ 6 mA
v = 76,2 cm s^{-1}

e.) $i_{NF}^{=}$ 0,8 mA ; $i_{HF}^{=}$ 15 mA
v = 38,1 cm s^{-1}



f.) $i_{NF}^{=}$ 0,8 mA ; $i_{HF}^{=}$ 20 mA
v = 38,1 cm s^{-1}

Abb. 61a...f

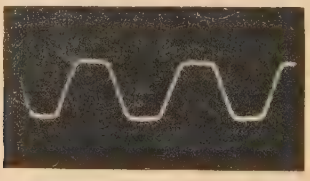


Abb. 62

noch, um bis zum Augenblick der Aufsprache so viele Hysteresisschleifen zu durchlaufen, daß eine proportionale Remanenz eintreten kann.

Die Abb. 61c zeigt eine Aufzeichnung bei einer Geschwindigkeit von v = 76,2 cm/sec und einem Vormagnetisierungsstrom von i_{HF} = 4,5 mA; in Abb. 61d wurde bei gleicher Geschwindigkeit, aber mit i_{HF} = 6 mA aufgesprochen. In beiden Fällen konnte noch eine Rechteckschwingung aufgezeichnet werden, da bei dem verhältnismäßig kleinen HF-Feld die Zyklenzahl ausreichte, um beim Aufsprechpunkt eine proportionale Remanenz zu liefern. Bei einer Steigerung des Vormagnetisierungsstromes über 6 mA konnte keine proportionale Aufzeichnung mehr erreicht werden. Für diese Meßreihe wurde stets der gleiche Bandtyp verwendet, so daß in den magnetischen Werten keine Begründung für die Unterschiedlichkeit der Ergebnisse zu suchen ist.

Die Tatsache, daß in den Oszillogrammen die Flankensteilheit nicht die Steigung ∞ hat, hat ihre Ursache in der Spaltfunktion und im Spalt-Schiefstellungseffekt des Wiedergabekopfes und nicht in der Aufsprache. Abb. 62 ist eine Wiederholung der Abb. 61, nur wurde bei ihr, um den Spalt-Schiefstellungseffekt zu demonstrieren, der Spalt aus der Senkrechten zur Bandlaufrichtung herausgedreht.

V. Zusammenfassung.

1.) Das Hochfrequenz-Magnetophonverfahren beruht auf der Tatsache, daß das dem niederfrequenten Signalfeld überlagerte HF-Feld linearisierend wirkt, wenn ein bestimmtes Amplitudenverhältnis zwischen HF-Feld und NF-Feld besteht. Ferromagnetisch läßt sich die Linearisierung durch die vorzeitige Auslösung von Sprungprozessen erklären.

2.) Nach einer kurzen Rekapitulation des Aufsprechvorganges, wie er allgemein bekannt ist, folgt seine Deutung als ferromagnetischer Vorgang. Es wird nachgewiesen, daß die phasentreue Aufzeichnung eines NF-Signals von der ferromagnetischen Beschaffenheit des Tonträgers abhängt, welche durch die Form der Partikelchen, ihre Koerzitivkraft und Lage in der aktiven Schicht bestimmt wird. Eine Lageänderung eines Partikelchens ändert auch seine Koerzitivkraft. Tritt dabei eine Reduktion derselben ein, so ist beim besprochenen und gewickelten Band eine Zunahme des bekannten Kopiereffektes die Folge. Ein stark aufgezeichnetes Signal kopiert innerhalb des Bandwickels auf die vor und hinter ihm liegende Schicht. Dabei wirkt das kopierende Feld nach der einen Seite auf die Schichtoberfläche, nach der anderen Seite auf die Schichtrückseite ein. Bei einer späteren Wiedergabe ist ein störendes Vor- und Nachecho zu hören, wobei jenes Echo, das durch Einwirkung des kopierenden Feldes auf die Schichtoberfläche hervorgerufen wurde, stärker in Erscheinung tritt.

3.) Für die lineare Aufzeichnung eines NF-Signals sind Partikelchen mit mehreren WEISSschen Bezirken notwendig. Ein Partikelchen mit nur einem WEISSschen Bezirk ergibt keine proportionale Remanenz.

4.) Das Problem der Selbstentmagnetisierung wird in seiner speziellen Bedeutung für das Tonband anhand der Aufzeichnung, welche die Halbwelle eines sinusförmigen Stromes bewirkt und die als $\frac{\lambda}{2}$-Magnet angesehen werden kann, diskutiert.

5.) Die Untersuchung der ferromagnetischen Vorgänge bei der Aufzeichnung führt zu einer Ergänzung der in der bisherigen Literatur gegebenen Darstellung des Aufsprechvorganges. Bei seiner Deutung müssen die Scherung und die Frequenz des HF-Feldes berücksichtigt werden; dabei ergibt sich, daß die erzielten Remanenzwerte über den Werten der bisher angewandten Grenzhysteresis-

schleife liegen. Die Frequenz des HF-Feldes ist ferner für die Stabilisierung der remanenten Magnetisierung von Bedeutung. Nur bei genügend hoher Zyklenzahl können auch die Vorgänge hoher Frequenz eines NF-Signalfeldes ausreichend stabilisiert werden.

6.) Durch Versuche wurde festgestellt, welchen Einfluß eine mechanische Beanspruchung des Bandes auf die Schallaufzeichnung ausübt. Durch den Transportmechanismus des Magnetophons findet ein Walkprozeß statt. Dadurch entstehen im Partikelchen mechanische Spannungen, welche die durch den Aufsprechvorgang festgelegte Magnetisierung verändern und zu einer Verminderung ihres Pegels führen. Tiefe Frequenzen zeigen bei gleichem Aufsprechpegel den geringsten Pegelverlust. Bei einem aufgezeichneten langwelligen Signal reicht die Zyklenzahl des HF-Feldes zur Stabilisierung aus. Mit steigender Frequenz des Signalfeldes stehen bei gleicher Frequenz des Vormagnetisierungsfeldes für den Stabilisierungsvorgang nicht genügend Zyklen zur Verfügung, so daß die kleiner werdenden Wellenlängen des Signalfeldes bei der Aufzeichnung zu wenig stabilisiert werden und den größten Pegelverlust erleiden.

7.) Bei der Aufzeichnung von rechteckförmigen Vorgängen war festzustellen, daß bei der Verwendung des gleichen NF-Stromes, mit dem Sinusschwingungen gleicher Frequenz aufgesprochen worden waren, die höheren Harmonischen nicht mehr proportional aufgezeichnet wurden, obwohl das Band dazu in der Lage sein müßte. Die Hysteresisschleifen des überlagerten HF-Feldes wurden durch den rasch ansteigenden NF-Strom in den Bereich der Grenzhysteresisschleife angehoben und ihre Zyklenzahl reichte dann nicht mehr aus, um vor Abklingen des Feldes die proportionale Remanenz aufzuzeichnen. Durch Verkleinerung des Signalstromes konnte gezeigt werden, daß es in Abhängigkeit von der Frequenz und der Amplitude des HF-Feldes möglich ist Rechteckschwingungen genügend genau aufzuzeichnen.

Ich möchte diese Arbeit mit einem Wort des Dankes abschließen. Es gilt vor allem Herrn Prof. Dr.-Ing. H.TISCHNER, dessen vielseitige Anregungen und Hinweise mir eine wertvolle Unterstützung waren. Durch seine großen Erfahrungen auf dem Gebiet der Schwingungsforschung konnte er mir insbesondere bei meinen Versuchen mit Rechteckschwingungen manchen Rat geben.

Ferner habe ich der technischen Direktion des Südwestfunks zu danken, die es mir ermöglichte, die notwendigen Untersuchungen in den technischen Räumen des SFW-Landesstudios Tübingen durchzuführen.

Literaturverzeichnis.

[1] KRONES F.: Die magnetische Schallaufzeichnung Techn.Verlag B.Erb, Wien 1952, S. 5 - 6 und S. 63 - 65.

[2] PFLEUMER F.: Deutsches Reichspatent Nr. 500900 vom Jahre 1928.

[3] GRAETZ: Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Bd.IV, 1920, S. 714.

[4] WESTMIJZE W.K.: Philips Techn. Rundschau, 14.Jhrg. Nr.10 April 1953, S. 290 -295.

[5] KRONES F.: Herstellung und elektroakustische Eigenschaften der Agfa-Magnetonbänder, -Filme und Bezugsbänder. Sonderdruck aus: Mitteilungen aus dem Forschungslaboratorium der Agfa Leverkusen-München, Nov. 1955.

[6] KERSTEN M.: Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft. Verl. S.Hirzel, Lpz. 1944, S. 35 - 39.

[7] KOCH K.M.: Einführung in die Physik der magnetischen Werkstoffe. Verl. F.Deuticke, Wien 1957, S. 61 - 75 und S. 121 - 122.

[8] KITTEL J.C.: Physical theory of ferromagnetic domains. Rev. of Mod. Physic 21/1949.

[9] WESTMIJZE W.K.: Studies on magnetic recording. Dissertation of the Rijksuniversiteit of Leiden, 1953.

[10] GREINER J.: Feldstärke und Spaltverteilungsfunktion beim Sprechkopf, mit und ohne Band. Nachrichtentechnik, 6.Jhrg. Heft 2, Febr. 1956, S. 67.

[11] NOTTEBOHM H.: Eigenschaften des Sprechkopffeldes von Magnetonbändern. Elektronische Rundschau, Heft 11 u. 12, 1956, S. 306 - 307 und S. 335 - 337.

[12] SCHMIDBAUER O.: Beitrag zur Analyse des Aufsprechvorganges beim HF-Magnetophon. Mitteilungen aus dem Rundfunktechnischen Institut, Heft 1/1954.

[13] DUINKER S.: On the Resolving Power in the Process of Magnetic Recording. Sonderdruck d. Philips-Laboratoriums Nr. 2466, Jan. 1957

[14] STEWART K.W.: Ferromagnetic Domains. Cambridge University Press 1957, S. 24 - 28.

[15] WARMUTH K.: Arch. f. Elektrotechn. Bd. 33, 1939, S. 747.

[16] GREINER J.: Aufzeichnungsvorgang beim Magnettonverfahren mit Wechselstromvormagnetisierung. Wissenschaftliche Berichte, Folge III, Elektrotechnik Heft 6, 1953, S. 41.

[17] FUHLMANN W.: Über die magnetischen Vorgänge in Tonträgern und Magnetköpfen von Magnettongeräten. Funk und Ton Nr. 2, 1951, S. 69 - 70.

[18] MUCKENHIRN O.W.: Recording Demagnetization in Magnetic Tape Recording. Proceedings of the I.R.E. 1951, S. 892.

[19] BECKER R. u. DÖRING H.: Ferromagnetismus. Springer-Verl. Berlin 1939, S. 106, 155, 165.

[20] MEIKLEJOHN W.H.: Experimental Study of the Coercive Force of Fine Particles. Reviews of Modern Physic 25/1953, S. 301 - 306.

[21] SCHWANTKE G.: Untersuchungen über den Aufsprechvorgang beim Magnettonverfahren. Frequenz Nr. 11, 1958, S. 355 - 360.

Lebenslauf.

Nach dem Besuch der Volksschule in meiner Heimatstadt Hainburg/Nieder-Österreich, wo ich am 22. Oktober 1911 geboren wurde, trat ich in die "Technisch-Gewerbliche Bundeslehranstalt" in Mödling bei Wien ein und legte daselbst 1931 mein Abitur ab. Anschließend studierte ich an der Technischen Hochschule Wien Elektrotechnik und beendete mein Studium im März 1938 mit der Diplom-Prüfung. Als Diplom-Ingenieur kam ich im gleichen Jahr zum Reichspost-Zentralamt nach Berlin, von wo ich ab 1940 zur Firma Siemens & Halske, Konstruktionsbüro für fahrbare Sender, abgeordnet war. Mit Beginn des Rußland-Feldzuges übernahm ich die Leitung eines fahrbaren Soldatensenders und war mit diesem zuerst in Rußland, dann in Italien bis Kriegsende im Einsatz.

Nach Rückkehr aus der Kriegsgefangenschaft bewarb ich mich - da aufgrund meiner österreichischen Staatsangehörigkeit meine Wiedereinstellung bei der Deutschen Bundespost nicht möglich war - bei dem im Aufbau befindlichen Südwestfunk und wurde im März 1946 angestellt. Mit der Einrichtung des Landesstudios Tübingen 1950 kam ich von der Südwestfunk-Zentrale Baden-Baden nach hier und bin seitdem als Betriebs-Ingenieur hier tätig.

FOTODRUCK FRAU ELLY H U T H TÜBINGEN